

### *Zur physikalischen Kritik von Schrödingers Theorie der Lichtemission*

#### *I. Intensitätsverhältnis im Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien*

**Von J. Stark**

(Mit 2 Figuren)

#### 1. Einleitung

Im Jahre 1914 habe ich Beobachtungen<sup>1)</sup> veröffentlicht über das Intensitätsverhältnis von Komponenten von Wasserstofflinien im Effekt des elektrischen Feldes auf diese. Mit diesen Beobachtungen hat E. Schrödinger diejenigen Werte für jenes Intensitätsverhältnis verglichen, welche er auf Grund seiner Theorie der Lichtemission berechnet hat. Während er in seiner 1926 erschienenen Abhandlung<sup>2)</sup> noch auf gewisse Unstimmigkeiten zwischen seiner Theorie und meinen Beobachtungen hinweist, erklärt er in einem März 1928 gehaltenen Vortrag folgendes: „Schließlich wird das *Intensitätsverhältnis* zwischen nicht verschwindenden Starkeffekt- bzw. Zeemaneffektkomponenten des Wasserstoffatoms durch die Verhältnisse der Quadrate entsprechender  $a_{kk'}$  korrekt wiedergegeben.“ Zu diesem Urteil hinsichtlich der Übereinstimmung zwischen seiner Theorie und der Erfahrung mag Schrödinger auch durch Mitteilungen anderer Beobachter veranlaßt worden sein, gemäß welchen gewisse Differenzen zwischen meinen Beobachtungen und Schrödingers Theorie sich auf Grund neuer Beobachtungen zugunsten der Theorie erledigen. So behaupten Foster und Chalk<sup>3)</sup>, daß ihre neuen Resultate in

1) J. Stark, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1914; Ann. d. Phys. 48. S. 193. 1915.

2) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. 80. S. 474. 1926.

3) J. St. Foster u. M. L. Chalk, Nat. 118. S. 592. 1926; 121. S. 830. 1928.

allgemeiner Übereinstimmung mit den Rechnungen Schrödingers stehen und daß Schrödinger korrekt sei. Und kürzlich erschien folgende kurze Mitteilung dieser Autoren in *Nature* vom 26. Januar 1929, S. 150: „Relative intensities of Stark components in hydrogen. A report of a quantitative investigation of the stronger Stark components in the first four members of the Balmer series. In all cases the results agree within experimental error with the new calculations by Schrödinger.“

Der vorstehende Vergleich von Erfahrung und Theorie veranlaßt mich, in eine physikalische Kritik von Schrödingers Theorie der Lichtemission einzutreten und zunächst für den Fall der Intensitätsverhältnisse im Effekt des elektrischen Feldes festzustellen, wie die Dinge in Wirklichkeit liegen. Bei dieser Kritik beschränke ich mich auf Schrödingers<sup>1)</sup> Abhandlungen in diesen Annalen und auf seine Vorlesungen<sup>2)</sup> an der Royal Institution in London und sehe von den Interpretationen und Erweiterungen ab, welche andere Autoren von Schrödingers Theorie gegeben haben. In experimenteller Hinsicht lege ich meinem Vergleich von Theorie und Erfahrung alte und neue Beobachtungen von mir und Messungen von Mark und Wierl<sup>3)</sup> zugrunde.

Meine alten Beobachtungen über Intensitätsverhältnisse im Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien sollten nur zur ersten Orientierung dienen. In ihnen sind vor allem die relativen Intensitäten der schwachen Komponenten ungenau. Aber die Intensitätsverhältnisse der starken Komponenten sind wenigstens insofern zuverlässig beobachtet, als sie größer oder kleiner als 1 von mir gefunden wurden. Wenn andere Beobachter unter anderen Versuchsbedingungen, als ich sie anwandte, andere Werte für gewisse Intensitätsverhältnisse als ich finden und meine Angaben, welche der Theorie widersprechen, in Frage stellen oder als irrig vermuten, so wäre

---

1) E. Schrödinger, *Ann. d. Phys.* **79**. S. 361. 489. 734. 1926; **80**. S. 437. 1926; **81**. S. 109. 1926.

2) E. Schrödinger, *Vier Vorlesungen über Wellenmechanik*. J. Springer, Berlin 1928.

3) H. Mark u. R. Wierl, *Ztschr. f. Phys.* **53**. S. 526. 1929.

es vielleicht besser gewesen, wenn sie meine Beobachtungen unter meinen Versuchsbedingungen zunächst wiederholt hätten.

Die Beobachtungen von Mark und Wierl halte ich auf Grund der Inaugenscheinnahme einer Anzahl ihrer Spektrogramme und auf Grund mündlicher Rücksprachen für zuverlässig und fehlerfrei. Dagegen möchte ich davon absehen, für den Vergleich der Theorie mit der Erfahrung die Beobachtungen von J. St. Foster und M. L. Chalk heranzuziehen. Denn diese Autoren haben bis jetzt noch keine eingehenden Mitteilungen über ihre Versuchsbedingungen veröffentlicht. Auch von einer Berücksichtigung einer mehr qualitativen Angabe von Y. Ishida und S. Hiyama<sup>1)</sup> möchte ich absehen, da diese Autoren eine mögliche Fehlerquelle anscheinend nicht in Betracht gezogen haben.

Die vier zuletzt genannten Autoren haben zur Herstellung des Effekts des elektrischen Feldes an Wasserstofflinien der Kathodenschichtmethode (Lo Surdo-Methode) sich bedient, während ich, Mark und Wierl die Kanalstrahlenmethode für die Ermittlung von Intensitätsverhältnissen angewendet haben. Um auch Beobachtungen nach der Kathodenschichtmethode für den beabsichtigten Vergleich von Theorie und Erfahrung heranziehen zu können, hielt ich es für notwendig, durch eigene neue Beobachtungen die Versuchsbedingungen und Fehlerquellen dieser Methode so weit zu klären, daß wenigstens für den wichtigen Fall der Linie  $H_\alpha$  eine zuverlässige Angabe für das Intensitätsverhältnis von Komponenten dieser Linie unter den Bedingungen der Methode erhalten wird. Über diese neuen Beobachtungen sei zunächst im folgenden Abschnitt berichtet.

## 2. Neue Beobachtungen

Zu den nachstehenden Beobachtungen an der Linie  $H_\alpha$  diente ein Rowlandsches Plangitter von 15000 Strichen auf dem Zoll und von  $6,8 \times 9,9 \text{ cm}^2$  geteilter Fläche, dasselbe Gitter, mit dem ich im Jahre 1914 die Feinzerlegung der Linie  $H_\alpha$  zum ersten Male untersucht habe. Es war in den Steinheilschen Spektrographen *GH* eingebaut; das verwendete Spaltrohrobjektiv hatte eine Brennweite von 65 cm, das

1) Y. Ishida u. S. Hiyama, Sc. Pap. of the Inst. of Phys. and Chem. Res. 9. S. 1. 1928.

Kameraobjektiv von 72 cm.  $H_\alpha$  wurde in der zweiten Ordnung (Gitterfläche senkrecht zur Spaltrohachse) beobachtet. Die Dispersion betrug bei dieser Einstellung für  $H_\alpha$  7,8 Å/mm. Die Lichtquelle (Kathodenschicht) wurde mit dem Steinheilschen Kondensor ( $f$  6 cm, 1:3) auf den Spektrographenspalt unvergrößert scharf abgebildet und zwar ohne Zwischenschaltung eines Kalkspaltrhomboeders. Es erschienen also in dem Spektrogramm nebeneinander die *pa*- und die *se*-Komponenten; da die Frequenzen der zwei Komponentenarten gemäß meinen älteren Untersuchungen bekannt und beträchtlich voneinander verschieden sind, so störten sie sich bei der angewandten Dispersion und Feldstärke nicht. Die Weglassung des Kalkspaltrhomboeders bezweckte die Erreichung möglichst großer Lichtstärke.

Der Glimmstrom wurde erzeugt mit pulsierender Gleichspannung aus Hochspannungswechselstrom mit eingebauter Glühkathodenventilröhre. Konstante Gleichspannung, die ich für diese Untersuchung vorgezogen hätte, stand mir nicht zur Verfügung.

Die verwendeten Stromröhren waren aus Quarzglas; die eine hatte einen Durchmesser von 5, die andere von 1,5 mm. Der kathodische Teil der Stromröhre wurde während des Betriebes durch einen starken Luftstrom von außen her gekühlt. Die Kathoden bestanden aus Aluminium; ihre Stirnfläche war zu Beginn des Betriebes eben; sie füllten den zylindrischen kathodischen Teil der Stromröhre bis auf 0,5 mm Abstand von der Glaswand bei der weiteren Röhre und bis auf ungefähr 0,1 mm Abstand bei der engeren Röhre aus. Während des Betriebes strömte dauernd Wasserstoff aus einem Vorratsgefäß nach der verwendeten Diffusionspumpe unter Fernhaltung von Quecksilberdämpfen von der Stromröhre durch zwischengeschaltete Kühlgefäße.

An anderer Stelle<sup>1)</sup> habe ich bereits auf gewisse Nachteile der Kathodenschichtmethode hingewiesen. Dazu seien hier noch folgende Hinweise gefügt. Mit Rücksicht auf die räumliche Variation der Feldstärke in der ersten Kathodenschicht hat man für scharfe Abbildung der ersten Kathoden-

1) Wien-Harmssches Handbuch der Experimentalphysik 21. S. 419. 1927.



schicht auf den Spektrographenspalt Sorge zu tragen. Dieser Forderung ist wegen der Krümmung der zylindrischen Glaswand im kathodischen Teil bei Röhren von weniger als etwa 5 mm Durchmesser nicht leicht zu genügen. Ferner ist zu fordern, daß während einer Aufnahme die Feldstärke in allen Querschnitten der ersten Kathodenschicht zeitlich konstant ist. Da auch bei lichtstarken Apparaten die Aufnahme der Feinzerlegung eine Belichtungszeit von 10—60 Min. erfordert und da die Feldstärke vor der Kathode unter den Versuchsbedingungen für solche Aufnahmen sehr empfindlich mit dem Gasdruck sich ändert, so ist es fast ein Zufall, wenn in einer Reihe solcher Aufnahmen eine glückt, bei welcher der vorstehenden Forderung genügt ist.

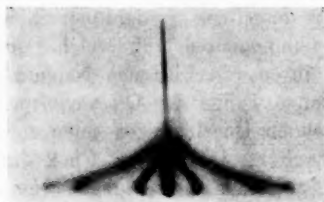
Wie es scheint, wird bei der Untersuchung des elektrischen Effektes auf Spektrallinien vielfach stillschweigend und ohne nähere Prüfung die Annahme gemacht, daß in dem Emissionsgebiet der Kathodenschicht die Kraftlinien überall gleich dicht und parallel der Rohrachse, also senkrecht zur ebenen Stirnfläche der Kathode verlaufen. Diese Annahme ist indes nur für bestimmte Versuchsbedingungen und selbst für diese nur für einen Teil der ersten Kathodenschicht angenähert zutreffend. Bei den Bedingungen derartiger Untersuchungen ist ja in der Regel der Durchmesser der leuchtenden ersten Kathodenschicht kleiner als ihre Länge; aus diesem Grunde stellen sich folgende Verhältnisse hinsichtlich der Anordnung der elektrischen Kraftlinien in der ersten Kathodenschicht ein. Solange der Gasdruck noch so groß ist, daß die Lichtemission durch die Kathodenstrahlen vor der Kathode neben der Emission durch die auf die Kathode zu laufenden Kanalstrahlen merklich ist, umhüllt die Grenze Dunkelraum-Glimmschicht glockenartig die erste Kathodenschicht. Schon aus dieser Form der Dunkelraumgrenze folgt, daß unter den angegebenen Versuchsbedingungen die Kraftlinien in der ersten Kathodenschicht nicht parallel der Rohrachse verlaufen. Ein Beobachter, dessen Sehachse senkrecht zur Rohrachse steht, blickt also nicht auf alle durch das Gesichtsfeld laufenden Kraftlinien der leuchtenden Kathodenschicht unter einem Winkel von  $90^\circ$  (quer oder transversal); in seinem Gesichtsfeld oder in seinem Spektrogramm überlagern sich darum die Emissionen aus verschiedenen Teilen

des anvisierten Kathodenschichtquerschnitts entsprechend den zugeordneten verschiedenen Feldstärken und verschiedenen Winkeln zwischen Sehachse und Kraftlinien. Unter den angegebenen Bedingungen ist der Fall möglich, daß der Beobachter in demselben Kathodenschichtquerschnitt auf einen Teil der Kraftlinien transversal, auf einen anderen Teil longitudinal blickt, daß er also in seinem Spektrogramm für denselben Querschnitt den Transversal- und den Longitudinaleffekt des elektrischen Feldes auch dann nebeneinander erhält, wenn die Abbildung auf den Spalt durch ein Kalkspatrhomboider hindurch erfolgt. Die Folge dieser Inhomogenität des elektrischen Feldes in dem anvisierten Querschnitt der ersten Kathodenschicht ist in der Regel, daß die Komponenten der elektrisch beeinflussten Linien verwaschen oder überhaupt nicht getrennt im Spektrogramm erscheinen. So erhielt ich unter meinen Versuchsbedingungen, solange die glockenförmige Dunkelraumgrenze wahrnehmbar war, für  $H_a$  keine klare Feinzerlegung, sondern breite verwaschene Schwärzungsmaxima. Günstiger werden die Verhältnisse bei niedrigerem Gasdruck, wenn die Länge der leuchtenden ersten Kathodenschicht groß im Verhältnis zu ihrem Durchmesser geworden ist. Aus dem Auftreten einigermaßen scharfer Komponenten der Feinzerlegung darf man dann schließen, daß wenigstens für einen Teil der leuchtenden Kathodenschicht die Feldstärke in den anvisierten Querschnitten homogen und überall transversal zur Sehachse war. Aber selbst in diesem Falle ist Vorsicht geboten und der unmittelbar vor der Stirnfläche der Kathode liegende Teil der leuchtenden Kathodenschicht von dem vorstehenden Urteil auszuschließen. Wenn nämlich der Durchmesser der leuchtenden Kathodenschicht erheblich kleiner als der Durchmesser der Stirnfläche der Kathode ist, dann läßt es sich unter den Bedingungen der in Rede stehenden Untersuchungen kaum vermeiden, daß sich in die Stirnfläche der Kathode unter der Wirkung der auffallenden Kanalstrahlen nach kurzer Zeit eine Grube gräbt, also die Stirnfläche der Kathode an der Ansatzstelle der Kathodenschicht konkav wird. Allein durch diese geometrische Änderung der Stirnfläche, vielleicht aber auch infolge anderer besonderer Verhältnisse unmittelbar vor der Kathode wird das elektrische Feld in einer mehr oder minder

dünnen Schicht an der Kathodenstirnfläche inhomogen; es verlaufen demnach in dieser Schicht nicht mehr alle Kraftlinien parallel der Rohrachse, also senkrecht zur Sehachse des Beobachters, sondern zum Teil in konischer Anordnung rings um die Rohrachse. In dem Spektrogramm dieser Schicht treten darum innerhalb desselben Schichtquerschnittes gleichzeitig die Feinstrukturkomponenten auf, welche den verschiedenen Feldstärken und ihren verschiedenen Neigungen zur Sehachse in den verschiedenen Teilen des Querschnitts entsprechen.

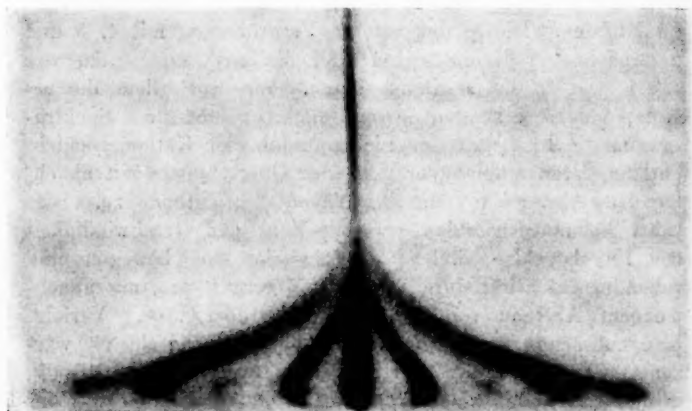
Die vorstehenden Überlegungen seien zunächst an einem Beispiel veranschaulicht. In den Figg. 1 u. 2 sind zwei Vergrößerungen (6,8- und 15,6fach) eines Spektrogramms von  $H_\alpha$  mitgeteilt, welches ich von der ersten Kathodenschicht in der Röhre von 1,5 mm Durchmesser erhalten habe. Bei seiner Aufnahme war die Dunkelraumgrenze nicht mehr wahrnehmbar, der Kathodenfall betrug 18000 Volt, die Belichtungszeit 60 Minuten. Die in der unteren Vergrößerung mit 4, 3 und 2 bezeichneten Komponenten sind die *pa*-Komponenten von  $H_\alpha$ , 1 und 0 die *se*-Komponenten. Wie vor allem die *se*-Komponenten erkennen lassen, nimmt gemäß dem Spektrogramm die Intensität der Lichtemission der Kathodenschicht entlang deren aufeinander folgenden Querschnitten mit abnehmendem Abstand von der Stirnfläche der Kathode zu. Dies rührt bekanntlich daher, daß die Zahl und Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, welche die Emission von bewegter und ruhender Intensität durch ihren Stoß veranlassen, mit abnehmendem Abstand von der Kathode größer wird. Verfolgt man nun längs der Komponente  $\pm 4$  den Gang der Schwärzung, so fällt auf, daß kurz vor ihrem unteren Ende, also in demjenigen Teile, welcher Querschnitten unmittelbar vor der Stirnfläche der Kathode entspricht, die Schwärzung rasch abnimmt und bei weiterer Annäherung an die Kathode wieder zunimmt. Wodurch wird diese Abnahme der Schwärzung in der Komponente  $\pm 4$  bedingt? Bei genauerer Betrachtung des Spektrogramms bemerkt man, daß im Niveau jener Abnahme von Komponente  $\pm 4$  eine Abbiegung eines Teils der Schwärzung dieser Komponente in den Zwischenraum zwischen ihr und der Komponente  $\pm 3$  und weiter in deren Gebiet selbst erfolgt. Der gekennzeichnete Gang der Schwärzung

längs der Komponente  $\pm 4$  ist in folgender Weise zu deuten. In größerem Abstand von der Stirnfläche der Kathode war die Feldstärke in den Querschnitten der leuchtenden Kathodenschicht wenigstens so weit homogen, daß die Kompo-



Vergrößerung 6,8 fach

Fig. 1



-4 -3 -2 -1 0 +1 +2 +3 +4

Vergrößerung 15,6 fach

Fig. 2

nenten  $\pm 4$  und  $\pm 3$  getrennt erschienen. In der Schicht unmittelbar vor der Stirnfläche jedoch war die Feldstärke in der Weise innerhalb eines Querschnittes inhomogen, daß für einen Teil des Querschnittes die Feldstärke größer als für

den übrigen Teil war, und zwar wuchs für jenen Teil die Feldstärke mit abnehmendem Abstand weiter wie zuvor an (geradlinige Fortsetzung der Komponente), für diesen Teil dagegen wuchs sie mit abnehmendem Abstand nicht mehr an, wurde vielmehr nach Konstanz auf kurzer Strecke kleiner (Abbiegen eines Teiles der Schwärzung nach Komponente  $\pm 3$ ).

Die im Vorstehenden beschriebene Inhomogenität des elektrischen Feldes in der leuchtenden Kathodenschicht unmittelbar vor der Stirnfläche der Kathode macht eine quantitative Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von Feinstrukturkomponenten an dieser Schicht unmöglich. Denn wie man an Hand des mitgeteilten Spektrogramms leicht ersieht, wird im Falle jener Inhomogenität bei  $H_{\alpha}$  die *pa*-Komponente  $\pm 3$  von der feldschwächeren Komponente  $\pm 4$  überlagert. Berücksichtigt man diese Überlagerung nicht, sondern schreibt man die ganze am Orte von  $\pm 3$  auftretende Schwärzung nur dieser Komponente zu, so erhält man das Verhältnis der Intensität der Komponente  $\pm 3$  zu derjenigen der Komponente  $\pm 4$  in der Tat größer als 1 so, wie es die Theorie Schrödingers verlangt. Ich habe dies durch zwei Aufnahmen für eine Feldstärke von 50000 und von 25000 Volt/cm an der 5 mm weiten Röhre festgestellt; die leuchtende Kathodenschicht war bei diesen Aufnahmen wagerecht gestellt und wurde so auf den Spektrographenspalt abgebildet, daß in diesen nur das Licht aus der Schicht unmittelbar vor der Stirnfläche der Kathode eintrat. Derartige Aufnahmen sind aber in quantitativer Hinsicht wertlos; der aus ihnen gewonnene Wert für ein Intensitätsverhältnis entspricht nicht dem Intensitätsverhältnis zweier Feinstrukturkomponenten für ein im Sequerschnitt homogenes elektrisches Feld. Foster und Chalk sowie Ishida und Hiyama haben in ihren eingangs erwähnten Veröffentlichungen nicht mitgeteilt, daß ihre Intensitätsmessungen nicht auf die unmittelbar vor der Kathode liegende Schicht sich beziehen; jedenfalls haben sie bis jetzt noch nichts über die unter Umständen auch in ihren Versuchen wirksame Fehlerquelle der Inhomogenität des elektrischen Feldes mitgeteilt. Aus diesem Grunde können bis zur Klärung dieser Seite ihrer Beobachtungen die von ihnen mitgeteilten Zahlen

über Intensitätsverhältnisse für einen zuverlässigen Vergleich von Theorie und Erfahrung nicht herangezogen werden.

Nach dieser umständlichen, aber physikalisch notwendigen Diskussion sei nunmehr an Hand des mitgeteilten Spektrogramms in Figg. 1 u. 2 ein positives Resultat hinsichtlich des Intensitätsverhältnisses von Feinstrukturkomponenten der Linie  $H_\alpha$  festgestellt. Wie das mitgeteilte Spektrogramm erkennen läßt, ist auf einer längeren Strecke die  $pa$ -Komponente  $\pm 4$  deutlich von der  $pa$ -Komponente  $\pm 3$  getrennt; es ist also in einem bestimmten Längenbereich der Kathodenschicht die elektrische Feldstärke innerhalb eines Querschnittes wenigstens angenähert homogen; in diesem Bereich ist nun die Schwärzung der Komponente  $\pm 4$  erheblich größer als die Schwärzung der Komponente  $\pm 3$ , trotzdem sie bei jener Komponente infolge ihrer größeren Neigung auf eine größere Fläche als bei dieser verteilt ist. Es läßt sich hieraus zuverlässig folgern: unter den Bedingungen, unter denen das Spektrogramm gewonnen wurde, nämlich in einem Bereich der Feldstärke von 35000 bis 150000 Volt/cm bei Anregung der Lichtemission durch Kanalstrahlen in der ersten Kathodenschicht, bei Parallelität von Feldstärke und Geschwindigkeit, bei Geschwindigkeiten entsprechend einem Kathodenfall von 300 bis 18000 Volt und in reinem Wasserstoff von ungefähr 0,1 mm Druck ist die  $pa$ -Komponente  $\pm 4$  der Wasserstofflinie  $H_\alpha$  erheblich intensiver als die  $pa$ -Komponente  $\pm 3$ .

### 3. Berechnete und beobachtete Intensitätsverhältnisse

Schrödinger hat die Berechnung von Intensitätsverhältnissen im Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien mit den gestörten Eigenfunktionen nullter Näherung durchgeführt. Nach ihm stellt sie nur eine Näherung für verschwindende Feldstärke dar. Hieraus folgert er, daß keine Übereinstimmung zwischen seiner Berechnung und den vorliegenden Beobachtungen für den Fall schwacher Komponenten zu erwarten sei. So schreibt er<sup>1)</sup>: „Und so ist zu erwarten, daß schwache oder verschwindende Komponenten mit wachsender Feldstärke rasch an Intensität gewinnen.“

1) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. 80. S. 475. 1926.

Eben dieses wird nun auch wirklich beobachtet, und zwar ändern sich schon von einer Feldstärke von etwa 10000 Gauss an die Intensitätsverhältnisse ganz bedeutend mit der Feldstärke; wenn ich recht verstehe, gerade in dem aus den vorstehenden allgemeinen Überlegungen folgenden Sinn.<sup>1)</sup>

Die vorstehende Bezugnahme Schrödingers auf eine Angabe von mir bedarf folgender Richtigstellung. Diese Angabe habe ich im Jahre 1914 für eine Feldstärke von 13000 bis 47000 Volt  $\times$  cm<sup>-1</sup> gemacht. Damals hatte ich noch nicht die Feinzerlegung der Wasserstofflinien aufgefunden. Durch diese wird jene Angabe außer Beweiskraft gesetzt. Was ich damals als äußere Komponente von  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  bezeichnete, waren in Wirklichkeit zwei nicht aufgelöste äußere Komponenten. Bei kleiner Feldstärke überlagerten sich die Schwärzungen von diesen beiden Komponenten, so daß die scheinbar einzige äußere Komponente im Verhältnis zur inneren Komponente intensiv herauskam. Bei Anwachsen der Feldstärke rückten dagegen die zwei äußeren Komponenten mehr und mehr auseinander, infolgedessen nahm die maximale Schwärzung der scheinbar einzigen äußeren Komponente im Vergleich zu der inneren Komponente ab. Aus dieser Beobachtung an der Grobzerlegung von Wasserstofflinien kann also nicht gefolgert werden, daß das Intensitätsverhältnis von Komponenten in der Feinzerlegung im Bereich von 13000 bis 47000 Volt  $\times$  cm<sup>-1</sup> mit der Feldstärke sich ändere. Die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses der Komponenten der Wasserstofflinien von der Feldstärke in dem Bereich kleiner Feldstärken bis etwa 50000 Volt  $\times$  cm<sup>-1</sup> ist in experimenteller Hinsicht heute noch eine offene Frage.

Gemäß den obigen Äußerungen Schrödingers über die Intensität schwacher Komponenten scheiden diese für den Vergleich von Theorie und Erfahrung aus, allerdings auch deswegen, weil die bis jetzt über sie vorliegenden Intensitätsangaben als sehr ungenau bewertet werden müssen. Der Vergleich von berechneten und beobachteten Werten ist darum in der nachstehenden Tabelle auf die intensiven äußeren Komponenten beschränkt. Wie die Tabelle erkennen läßt, wurden

---

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 43. S. 1001 ff. 1914.



die bisherigen Beobachtungen über die Intensitätsverhältnisse solcher Komponenten für Feldstärken größer als  $50000 \text{ Volt} \times \text{cm}^{-1}$  angestellt. Ob solche Werte der Feldstärke noch als klein im Sinne von Schrödingers Theorie zu bezeichnen sind, steht dahin. Aber da Schrödinger selbst und andere Autoren für solche Werte der Feldstärke den Vergleich durchführten und eine Übereinstimmung von Theorie und Erfahrung feststellen zu können glaubten, mag er auch in der nachstehenden Tabelle gestattet sein. Zu dieser sind zunächst folgende Bemerkungen zu machen. Die in ihr angeführten Beobachtungen sind alle mit einer einzigen Ausnahme mit Hilfe der Kanalstrahlenmethode gewonnen worden; nur die in der zweiten Reihe aufgeführte Beobachtung wurde nach der Kathodenschichtmethode erhalten. Aber auch bei dieser war der Gasdruck so niedrig, daß die Anregung der Lichtemission praktisch nur durch Kanalstrahlen erfolgte. Zwischen meinen Beobachtungen und denen von Mark und Wierl in der Tabelle besteht hinsichtlich der Versuchsbedingungen folgender Unterschied. In meinen Beobachtungen betrug der Kathodenfall, welchen die Kanalstrahlen durchliefen,  $6000\text{--}8000 \text{ Volt}$ , in denen von Mark und Wierl  $20000\text{--}25000 \text{ Volt}$ . Dazu kommt, daß bei Mark und Wierl die Kanalstrahlen eine ungefähr  $4 \text{ cm}$  lange Gasstrecke von der Stirnfläche der Kathode bis zum Beobachtungsraum durchliefen, während bei meinen Beobachtungen der Beobachtungsraum nahezu unmittelbar hinter der Stirnfläche der Kathode lag. Aus diesen Gründen war bei den Versuchsbedingungen von Mark und Wierl die mittlere Geschwindigkeit der Kanalstrahlen erheblich größer als unter meinen Versuchsbedingungen. Die Feldstärke  $230 \text{ kV/cm}$  habe ich für die Angaben von Mark und Wierl in der Tabelle deswegen mit einem Fragezeichen versehen, weil dieser Wert nicht von Mark und Wierl selbst für jede einzelne Angabe mitgeteilt wird, sondern gemäß ihrer Mitteilung lediglich als derjenige vermutet werden kann, der in den meisten ihrer Beobachtungen vorlag. Übrigens haben sie bei  $H_{\beta}$  innerhalb eines Bereiches von  $100\text{--}244 \text{ kV/cm}$  keine Variation der Intensitätsverhältnisse finden können.

Die nebenstehende Tabelle läßt folgende Feststellung positiven Inhalts machen: *Die Intensitätsverhältnisse der starken äußeren*



Linie	Art der Emission	Druck mm	Feld $\mathcal{E}$ kV/cm	Winkel $\mathcal{E}, \nu$	Komponenten	Intensitätsverhältnisse		Beobachter
						berechnet	beobachtet	
$H_a$	bew. u. ruh.	0,05	50—104	0			1,09	Stark
	bew. u. ruh.	0,1	35—150	0		0,73	> 1	Stark <sup>1)</sup>
	bewegt	0,03	230?	90	$pa$ 4 : 3		0,76	Mark u. Wierl
$H_\beta$	bew. u. ruh.	0,05	50—104	0			1,26	Stark
	bewegt	0,03	230?	0			> 1	Mark u. Wierl
	bewegt	0,03	230?	90		0,94	0,90	Mark u. Wierl
	bewegt	10 <sup>-4</sup>	230?	90	$pa$ 10 : 8		> 1	Kerschbaum, Mark u. Wierl
	ruhend	0,03	230?	90			1,18	Mark u. Wierl
	bew. u. ruh.	0,05	50—104	0	$se$ 6 : 4	0,67	0,77	Stark
$H_\gamma$	bew. u. ruh.	0,05	50—104	0			1,50	Stark
	bewegt	0,03	230?	0		1,14	1,36	Mark u. Wierl
	bewegt	0,03	230?	90	$pa$ 18 : 15		1,15	Mark u. Wierl
	bew. u. ruh.	0,05	50—104	0			1,42	Stark
	bewegt	0,03	230?	0		0,94	1,13	Mark u. Wierl
	bewegt	0,03	230?	90	$se$ 13 : 10		1,10	Mark u. Wierl

1) Kathodenschichtmethode vgl. oben.

*Komponenten von  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  im Effekt des elektrischen Feldes auf diese Linien sind nicht Konstanten, welche für das H-Atom charakteristisch sind, sondern sie ändern sich in weiten Grenzen mit den Versuchsbedingungen. Zu diesen sie bestimmenden Versuchsbedingungen gehört der Gasdruck und der Winkel zwischen Feldstärke und Geschwindigkeit der Kanalstrahlen im Falle bewegter Emission. Im vermute, daß gewisse Intensitätsverhältnisse auch mit der Stärke der Anregung, also mit der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen variieren sowie mit der Feldstärke; die Abhängigkeit von der Feldstärke dürfte sich vor allem bei  $H_\alpha$  zeigen.*

Die vorstehende Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse der Komponenten der Wasserstofflinien im elektrischen Felde entspricht in grundsätzlicher Hinsicht der mit den obigen Versuchsbedingungen verknüpften Variation der Intensitätsverhältnisse entsprechender Linien der verschiedenen Serien schwerer Elemente, so vor allem des Heliums, wie dies jedenfalls auf Grund der Analogie<sup>1)</sup> zwischen den Komponentenserien des Wasserstoffs und den Serien schwerer Elemente zu erwarten ist.

Was den Vergleich von Schrödingers Theorie mit der Erfahrung betrifft, so läßt die obige Tabelle folgende Feststellung negativen Inhalts machen: *Es ist nicht richtig, daß hinsichtlich des Intensitätsverhältnisses im Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien Schrödingers Theorie die Erfahrung richtig wiedergibt; vielmehr weichen die zuverlässig beobachteten Werte dieser Intensitätsverhältnisse bei den Linien  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  in weiten Grenzen von den von Schrödinger berechneten Werten ab.*

Die vorstehende experimentelle Untersuchung wurde finanziell durch die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unterstützt. Das in ihr verwendete Plangitter hat mir in dankenswertem Entgegenkommen mein Kollege Hr. Prof. Dr. Krüger in Greifswald leihweise überlassen.

Großhesselohe bei München, März 1929.

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.

*Zusatz bei der Korrektur, 5. April 1929*

Kürzlich ist die ausführliche Mitteilung<sup>1)</sup> von Foster und Chalk über ihre oben erwähnten Untersuchungen erschienen. Diese Autoren halten die von ihnen ermittelten Werte für die Intensitätsverhältnisse von Komponenten der H-Linien für genau bis auf wenige Prozent, meine älteren Angaben jedoch für fehlerhaft, soweit sie von den ihrigen abweichen. Um zu erklären, daß ich abweichend von ihnen die äußeren Komponenten in mehreren Fällen intensiver als die inneren gefunden habe, vermuten sie, daß während eines Teiles der Belichtungszeit bei meinen Beobachtungen das elektrische Feld einen etwas höheren Wert als normal gehabt habe. Wäre dies wirklich der Fall gewesen, so könnte in der Tat die für das normale Feld erscheinende äußere Komponente während kurzer Zeit von der nächstfolgenden inneren Komponente überlagert und so verstärkt worden sein, ohne daß die gleiche Verstärkung für die im normalen Feld erscheinende innere Komponente erfolgte. Demgegenüber kann ich aber mit Bestimmtheit erklären, daß dieser Fehler in meinen Beobachtungen nicht wirksam war. Ich hielt nämlich das Feld sorgfältig mit Gleichspannung konstant; wenn unter meinen Versuchsbedingungen überhaupt eine geringe Schwankung der Feldstärke während verhältnißlich kurzer Zeit eintrat, so bestand diese nicht in einer Zunahme, sondern in einer Abnahme der Feldstärke; es hätte also gerade die entgegengesetzte Wirkung dieser Inkonstanz auf das Intensitätsverhältnis (Verstärkung der inneren Komponente) sich zeigen müssen.

In der nachstehenden Kritik der Beobachtungen von Foster und Chalk sehe ich ab von ihrer Angabe über das Intensitätsverhältnis der *se*-Komponenten von  $H_\alpha$  und beschränke mich entsprechend meinen obigen Ausführungen auf ihre Angaben über die Intensitätsverhältnisse äußerer Komponenten.

Wie vor allem die von Foster und Chalk mitgeteilte Vergrößerung von  $H_\gamma$  und ihre Registrierkurven erkennen lassen, war während der Dauer ihrer Belichtungen (1 Stunde) die Feldstärke nicht streng konstant; es erscheint nämlich aus diesem Grunde die äußere Komponente etwas breiter als eine innere. Da Foster und Chalk, wie es scheint, nicht auch die Linienbreite, sondern nur das Maximum der Schwärzung bei der Ermittlung der Intensitätsverhältnisse berücksichtigt haben, mußten sie schon aus diesem Grunde die äußeren Komponenten verhältnißlich zu wenig intensiv erhalten. Außerdem scheint bei ihren Beobachtungen an der leuchtenden Schicht unmittelbar vor der Kathode die oben besprochene Inhomogenität des Feldes im Sehquerschnitt als Fehlerquelle wirksam gewesen zu sein, indem sie die äußere Kompo-

---

1) J. St. Foster u. M. L. Chalk, Proc. Roy. Soc. 123. S. 108. 1929.

nente des schwächeren Feldteiles über die innere Komponente des stärkeren Feldteiles lagerte, so daß im Überlagerungsspektrogramm die innere Komponente im Verhältnis zur äußeren Komponente intensiver herauskam.

Mit den vorstehenden Hinweisen soll indes nicht behauptet werden, daß bei Ausschaltung der gekennzeichneten Fehlerquellen unter den Versuchsbedingungen von Foster und Chalk dasselbe Intensitätsverhältnis bei  $H_\alpha$  sich ergeben würde, wie ich es unter meinen Versuchsbedingungen erhielt. Denn ich arbeitete mit reinem Wasserstoff von 0,05 bzw. 0,1 mm Druck bei einer Feldstärke von 35—150 kV/cm; Foster und Chalk erhielten ihre Spektrogramme von  $H_\alpha$  an Neon, dem eine Spur Wasserstoff als Verunreinigung beigemischt war, für einen gewissen Gasdruck und eine gewisse Feldstärke, deren Werte allerdings nicht mitgeteilt sind.

(Eingegangen 18. März 1929)

---

**Zur physikalischen Kritik  
von Schrödingers Theorie der Lichtemission**

**II. Betrag und Frequenz optischer Energie**

**Von J. Stark**

1. Fester Zusammenhang zwischen Betrag und Frequenz  
optischer Energie gemäß Erfahrung

Wie Planck gezeigt hat, folgt aus der empirischen Gültigkeit des Wienschen Strahlungsgesetzes für kleine Werte von  $T/n$  ( $T$  absolute Temperatur,  $n$  Frequenz), daß im elementaren Vorgang der Emission und Absorption des Lichtes der kleinste Betrag von Energie des am Vorgang beteiligten mit der Lichtenergie reagierenden elementaren Körpers sich gemäß der Gleichung ändert:  $\Delta E = h \cdot n$ , worin  $h$  die Plancksche Konstante von bestimmtem Werte ist. Es ist die Frage aufgeworfen worden, ob die vorstehende Beziehung zwischen Energieänderung eines elementaren materiellen Körpers und Frequenz der mit ihm in Reaktion tretenden optischen Energie bedingt ist durch eine Eigenart des Körpers oder durch eine Eigenart der optischen Energie. Nach meinem Dafürhalten ist aus jener Beziehung jedenfalls hinsichtlich der Konstitution der optischen Energie eine bestimmte Folgerung zu ziehen, nämlich die Folgerung, daß ein fester Zusammenhang besteht zwischen der Frequenz optischer Energie und ihrem kleinsten oder elementaren Betrag, welcher in einem elementaren Vorgang in Reaktion tritt. Gemäß diesem Zusammenhang tritt optische Energie von der Frequenz  $n$  in einem elementaren Vorgang immer als ein individueller Körper von dem Energiebetrage  $h \cdot n$  in Reaktion. Wenn also die Frequenz optischer Energie in einem elementaren Vorgang gegeben ist, so ist damit der Betrag optischer Energie festgelegt, welcher als individueller Körper in die Gleichung für die Energien oder für die Bewegungsgrößen des elementaren Vorganges eintritt. Und wenn

umgekehrt die optische Energie ihrem Betrage nach bekannt ist, mit welchem sie an einem elementaren Vorgang beteiligt ist, so ist durch die Plancksche Beziehung die Frequenz der optischen Energie bekannt, mit welcher sie in dem elementaren Vorgang auftritt.

Außer der Erfahrung des Wienschen Strahlungsgesetzes gibt es noch drei weitere Erfahrungen, in denen uns der feste Zusammenhang zwischen dem elementaren Betrage und der Frequenz optischer Energie in einem elementaren Vorgang entgegentritt.

Wie Lenard gezeigt hat, ist die kinetische Energie eines Kathodenstrahlelektrons, welches durch Absorption von Licht auf den Weg gebracht ist, unabhängig von der Intensität des absorbierten Lichtes, allein veränderlich mit dessen Frequenz. Für diesen Lenardeffekt ließ sich im Gebiet hoher Frequenzen nachweisen, daß die kinetische Energie des einzelnen Kathodenstrahlelektrons, das durch Absorption von optischer Energie von der Frequenz  $n$  auf den Weg gebracht wird, gleich dem Produkt  $h \cdot n$  ist. Nach meinem Dafürhalten ergibt sich auch aus diesem experimentell zuverlässig erforschten Lenardeffekt unabweisbar die Folgerung, daß die optische Energie, wenn sie an das mit ihm reagierende Elektron herantritt, als individueller Körper den Energiebetrag  $h \cdot n$  in sich zusammenhält, so daß das Elektron diesen Energiebetrag in die Form kinetischer Energie übernehmen kann. Man hat zwar in der Literatur mehrfach versucht, den Lenardeffekt mit den Annahmen zu deuten, daß das chemische Atom beliebig kleine Beträge optischer Energie absorbieren und in sich aufspeichern könne und daß im Lenardeffekt ein kleiner absorbierter Betrag von Lichtenergie lediglich die Rolle der Auslösung einer Art von Explosion der zuvor in sehr vielen Einzelabsorptionen aufgespeicherten Energiebeträge spiele. Indes ist nach meiner Ansicht diese Deutung unhaltbar; sie erklärt nämlich nicht den festen Zusammenhang zwischen der Energie des Kathodenstrahlelektrons und der Frequenz der absorbierten optischen Energie unabhängig von der Individualität chemischer Atome; ferner setzt sie sich in Widerspruch mit der Erfahrung des Wienschen Strahlungsgesetzes gemäß der Beweisführung Plancks.

Der feste Zusammenhang zwischen elementarem Betrag und Frequenz optischer Energie tritt uns weiter entgegen in der Umkehrung des Lenardeffektes im Falle der Grenzfrequenz des kontinuierlichen Röntgenspektrums. Wie von mehreren Seiten festgestellt wurde, hängt diese Grenzfrequenz mit der kinetischen Energie  $\frac{1}{2}mv^2$  des einzelnen Elektrons, welches bei seinem Stoß die optische Energie der Grenzfrequenz  $n_g$  auf den Weg bringt, durch die Gleichung zusammen:  $\frac{1}{2}mv^2 = h \cdot n_g$ . Es ist zweifellos richtig, daß bei diesem elementaren Vorgang der Betrag der kinetischen Energie des Elektrons in einen gleich großen Betrag optischer Energie von der durch die vorstehende Gleichung vorgeschriebenen Frequenz verwandelt wird. Denn wie die Erfahrung lehrt, kann im Lenardeffekt die optische Energie der Grenzfrequenz wieder ein Elektron mit der kinetischen Energie  $h \cdot n_g$  auf den Weg bringen.

Besonders überzeugend wird der feste Zusammenhang zwischen elementarem Betrag und Frequenz optischer Energie und die atomistische Konstitution der optischen Energie durch den Comptoneffekt bewiesen. In ihm tritt die optische Energie in einem elementaren Vorgang in Reaktion mit einem praktisch freien Elektron und betätigt darin wie ein individueller Körper einen Energiebetrag und eine Bewegungsgröße, welche sich aus der Frequenz und der Planckschen Konstante gemäß der Gleichung  $E = h \cdot n$  berechnen.

Nach meiner Ansicht kann es auf Grund der vorstehenden Darlegungen als ein Ergebnis der Erfahrung betrachtet werden, daß zwischen dem elementaren Betrage der optischen Energie  $E$ , mit dem sie in einem elementaren Vorgang in Reaktion tritt, und ihrer Frequenz  $n$  ein fester Zusammenhang besteht gemäß der Gleichung:  $E = h \cdot n$ . Dieser feste Zusammenhang zwischen Betrag und Frequenz optischer Energie bliebe unverständlich und die Deutung des Lenard- und Comptoneffektes wäre kaum möglich, wenn die optische Energie bei ihrem Fortschreiten im Raume sich bis zu beliebig kleinen Beträgen zersplittern oder verdünnen würde. Wir müssen daher dem elementaren Betrag  $h \cdot n$  der optischen Energie die individuelle Existenz eines Körpers zuerkennen, zwischen dessen Teilen gewisse sie zusammenhaltende Kräfte wirksam sind, so daß er in Reak-

tionen mit anderen elementaren Körpern seine gesamte Energie, Masse und Bewegungsgröße zu betätigen vermag.

## 2. Zersplitterung der optischen Energie nach Schrödingers Theorie

Anerkennt man den festen Zusammenhang zwischen dem elementaren Betrag und der Frequenz der optischen Energie als ein Ergebnis der Erfahrung, dann muß man für elementare optische Vorgänge die Hypothese der divergierenden Lichtwelle ablehnen. Denn nach dieser Hypothese besteht kein fester Zusammenhang zwischen der Energie bzw. Energiedichte einer Lichtwelle und ihrer Frequenz. Die optische Energie kann nach dieser Hypothese beim Fortschreiten im Raume bis zu unendlich kleinen Werten sich verdünnen; sie kann in elementaren Vorgängen an einzelnen Atomen sowohl bei der Emission wie bei der Absorption für eine bestimmte Frequenz beliebige und beliebige kleine Werte annehmen.

Schrödingers Theorie der Lichtemission schließt nun die Hypothese der divergierenden Lichtwelle in sich. Sie hat nämlich mit älteren Theorien der Lichtemission die grundlegende Hypothese gemeinsam, daß in einem Atom die Schwingung des Momentes eines elektrischen Dipoles Ausstrahlung aus dessen elektromagnetischem Feld zur Folge habe. Aus dieser Hypothese folgt bekanntlich, daß von dem Innern eines einzelnen Atoms weg nach außen divergierend in alle Richtungen eine elektromagnetische Welle läuft, deren Frequenz und Amplitude in jeder Richtung und in jedem Raumpunkt durch den momentanen Zustand des schwingenden elektrischen Momentes (Frequenz, Amplitude, Translationsgeschwindigkeit) in dem einzelnen Atom bestimmt werden. Die Konsequenzen aus dieser grundlegenden Hypothese der Theorie Schrödingers geraten nun in Widerspruch mit der Erfahrung des festen Zusammenhanges zwischen elementarem Betrag und Frequenz optischer Energie.

Schrödinger schränkt die gekennzeichnete grundlegende Hypothese seiner Theorie durch die Annahme ein, daß nicht jeder beliebige Anfangswert der Amplitude des schwingenden elektrischen Momentes eines Atoms zulässig sein soll, sondern nur bestimmte ausgezeichnete Werte desselben, welche der



Differenz der Energien zweier miteinander interferierender Eigenschwingungen im stationären Zustand entsprechen. Für die Lichtemission infolge der Schwingung eines elektrischen Momentes sollen also bestimmte Anfangswerte von ausstrahlbaren Energiebeträgen zur Verfügung stehen. Es läßt sich nun zeigen, daß diese bestimmten Werte von ausstrahlbaren Energiebeträgen nach der Schrödingerschen Theorie auf beliebig viele Frequenzen sich zersplittern können. Dies sei im folgenden an zwei Beispielen dargelegt.

Die Dämpfung und damit der zeitliche Ablauf der Schwingungen des elektrischen Momentes entspricht auch nach Schrödingers Theorie quantitativ den Werten, welche schon von M. Abraham<sup>1)</sup> vor längerer Zeit berechnet worden sind. Die Größenordnung der Zeitdauer des Vorganges der elementaren Lichtemission ist also nach Schrödingers Theorie wenigstens für das sichtbare Spektrum von dem Betrage  $10^{-8}$  Sek. Schrödinger<sup>2)</sup> selbst sagt in dieser Hinsicht: „Die Änderung der Schwingungsform kann sich stetig in Raum und Zeit vollziehen, sie kann gern so lange dauern, als erfahrungsgemäß (Kanalstrahlversuche von Wien) der Emissionsprozeß dauert, und gleichwohl werden, wenn während dieses Übergangs das Atom für verhältnismäßig kurze Zeit einem elektrischen Feld ausgesetzt wird, das die Eigenfrequenzen verstimmt, die Schwebungsfrequenzen sogleich mitverstimmt werden, und zwar gerade nur so lange als das Feld einwirkt.“

Zunächst sei in experimenteller Hinsicht hierzu bemerkt, daß sich bis jetzt eine Verschiebung des Effektes des elektrischen Feldes auf Spektrallinien von einem Ort großer Feldstärke nach einem unmittelbar benachbarten Ort kleinerer Feldstärke infolge der Bewegung der Emissionsträger nicht hat nachweisen<sup>3)</sup> lassen. Diese Erfahrung ist also tatsächlich vereinbar mit Schrödingers obiger Folgerung, daß im Vorgang der elementaren Lichtemission während der Ausstrahlung des durch zwei Eigenwerte bestimmten Energiebetrages die Frequenz des schwingenden elektrischen Momentes und damit

1) M. Abraham, Theorie der Elektrizität. § 9. Elektromagnetisches Modell einer Lichtquelle, B. G. Teubner, Leipzig 1905.

2) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. 79. S. 375. 1926.

3) J. Stark, Ann. d. Phys. 1. S. 323. 1929.

die Emissionsfrequenz sich momentan auf den örtlichen Wert der Feldstärke einstellt. Aber die Konsequenz dieser Theorie ist dann, daß der bestimmte ausstrahlbare Energiebetrag bei genügend rascher Bewegung der Emissionsträger von Orten großer Feldstärke nach Orten kleiner Feldstärke entsprechend der örtlichen Variation der Feldstärke auf unendlich viele Frequenzen sich zersplittern kann ohne jeden Zusammenhang zwischen elementarem Betrag und Frequenz optischer Energie.

Die zweite in diesem Zusammenhang in Betracht kommende Erscheinung ist der Dopplereffekt im elementaren Vorgang der Lichtemission. Nach Schrödingers Theorie strahlt ein schwingender elektrischer Dipol eines einzelnen Atoms, welcher erwiesenermaßen wirklich bewegt ist und die Geschwindigkeit  $v$  besitzt, in alle Richtungen elektromagnetische Wellen; deren Frequenzen verteilen sich über einen kontinuierlichen Bereich von  $n_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$  bis  $n_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$ . Es wird also der zur Verfügung stehende Betrag ausstrahlbarer Energie in einem elementaren Vorgang nach Schrödingers Theorie auf unendlich viele Frequenzen infolge der Translationsbewegung des Emissionsträgers zersplittert entgegen der Erfahrung des festen Zusammenhanges zwischen elementarem Betrag und Frequenz optischer Energie.

Die vorstehende Überlegung mag vielleicht der eine oder andere Leser unter Berufung auf Hrn. Sommerfeld ablehnen. Ich habe nämlich bereits an anderer Stelle<sup>1)</sup> dargelegt, daß man nicht gleichzeitig die Gültigkeit der Planckschen Beziehung  $\Delta E = h \cdot n$  und das Auftreten des obigen Frequenzbereiches in einem Vorgange elementarer Emission annehmen darf. Gegen diesen Hinweis hat sich Hr. Sommerfeld<sup>2)</sup> mit folgenden Ausführungen gewandt: „Der erste Einwand, der den Dopplereffekt betrifft, ist mit einem Worte zurückzuweisen, nämlich mit dem Worte „Relativitätstheorie“. Die Energiebilanz, welche die Schwingungsfrequenz nach dem  $h\nu$ -Gesetz bestimmt, ist vom Standpunkt des bewegten Atoms zu ziehen. Das Atom weiß nichts von seiner Bewegung, es ist von einem relativ zu ihm ruhenden Äther umgeben. Indem es in diesen

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. El. 17. S. 167. 1920.

2) A. Sommerfeld, Jahrb. d. Rad. u. El. 17. S. 421. 1920.

seine freigewordene Energie ausstrahlt, entsteht die Schwingungszahl  $\nu_0$  der ruhenden Linie. Von dem Spektroskopiker, der an der Bewegung des Atoms nicht teilnimmt, wird aber nicht diese Schwingungszahl  $\nu_0$ , sondern die Schwingungszahl  $\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \varphi\right)$  wahrgenommen je nach seiner Blickrichtung  $\varphi$ . . . . Das kontinuierliche Spektrum mit den Grenzen  $\nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$  bis  $\nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$ , von dem Hr. Stark spricht, existiert also nur für den beobachtenden Spektroskopiker, nicht für das Atom und den rechnenden Quantentheoretiker. Für letzteren ist das Spektrum monochromatisch und besteht nur aus der ruhenden Frequenz  $\nu_0$ .

Die Wichtigkeit der in Rede stehenden Probleme rechtfertigt es wohl, daß ich auf die vorstehenden Ausführungen Sommerfelds näher eingehe.

Durch die Erfahrung ist festgestellt — Hr. Sommerfeld gibt dies selbst zu —, daß dann, wenn Körper wirklich eine Translationsgeschwindigkeit besitzen wie im Falle der Kanalstrahlen, in der Emission von Spektrallinien von seiten solcher Körper der kontinuierliche Frequenzbereich von  $\nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$  bis  $\nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$  beobachtbar, also wirklich auftritt. Die Frequenzen in diesem Bereich sind also wirklich vorhanden. Wenn nun angenommen oder gefolgert wird, wie dies für Schrödingers Theorie zutrifft, daß auch in dem elementaren Vorgang der Emission eines bestimmten ausstrahlbaren Energiebetrages  $E_k - E_{k'}$  Emission in alle möglichen Richtungen vom bewegten Emissionszentrum weg erfolgt, so kann dies nicht anders sein, als daß sich der Energiebetrag auf unendlich viele Frequenzen zersplittert. Diese Überlegung, welche die physikalische Wirklichkeit zum Gegenstand hat, ist richtig unabhängig von den verschiedenen Arten, auf welche der rechnende Quantentheoretiker die physikalische Erscheinung in seinen dogmatisch festgelegten Relationen zwischen Koordinatensystemen gedanklich darstellen mag. Auf Grund dieser Relationen mag sich für den rechnenden Quantentheoretiker das Spektrum in dem betrachteten Fall monochromatisch darstellen und nur aus der ruhenden Frequenz  $\nu_0$  bestehen, obwohl in der physikali-

schen Wirklichkeit das Spektrum eine kontinuierliche Reihe von Frequenzen enthält. Wenn das bewegte Atom nach der Auffassung des rechnenden Quantentheoretikers in den Äther seine frei gewordene Energie wirklich nur in der einzigen Frequenz  $\nu_0$  ausstrahlt, ohne hierbei von seiner eigenen Bewegung etwas zu wissen, so muß von dem rechnenden Quantentheoretiker wohl dem Äther — „der Äther verlangt sein  $h\nu$ “ — die Aufgabe und Funktion zugewiesen werden, diese optische Energie von der einen Frequenz  $\nu_0$  in die beobachtbare kontinuierliche Reihe von Frequenzen zu transformieren und zwar entsprechend der Geschwindigkeit des Atoms, von der der Äther etwas wissen muß, ohne daß das Atom selbst etwas davon weiß.

Soll, wie nebenbei bemerkt sei, auch im Falle der Translationsbewegung eines elementaren Emissionsträgers der feste Zusammenhang zwischen elementarem Betrag und Frequenz der optischen Energie gewahrt bleiben, also nur eine einzige Frequenz emittiert werden, so ist zu verlangen, daß der elementare Energiebetrag nur in eine einzige Richtung emittiert werde, wie ich dies an früherer Stelle<sup>1)</sup> gezeigt habe.

Mit den vorstehenden Darlegungen ist der Sommerfeldsche Einwand gegen die von mir angestellte Überlegung in der Hauptsache zwar erledigt; indes enthalten die Ausführungen des Hrn. Sommerfeld noch einen Punkt, der in diesem Zusammenhang einer physikalischen Kritik bedarf. Er hält mir das Wort „Relativitätstheorie“ entgegen und sagt: „Die Energiebilanz, welche die Schwingungsfrequenz nach dem  $h\nu$ -Gesetz bestimmt, ist vom Standpunkte des bewegten Atoms zu ziehen. Das Atom weiß nichts von seiner Bewegung, es ist von einem relativ zu ihm ruhenden ‚Äther‘ umgeben.“ Nach meiner Ansicht ist die im letzten Satz ausgesprochene Auffassung des Hrn. Sommerfeld physikalisch nicht haltbar. Die Existenz des Druckes optischer Energie auf materielle Körper ist durch die Erfahrung bewiesen. Ein Körper, der in alle Richtungen an seiner Oberfläche optische Energie emittiert, erfährt infolge dieser Emission während derselben einen Druck von seiten der emittierten optischen Energie. Ist

1) J. Stark. Ann. d. Phys. 86. S. 1037. 1928.

die Geschwindigkeit des Körpers Null, dann ist die Gesamtkraft auf den Körper infolge dieses Emissionsdruckes Null; ist dagegen die Geschwindigkeit nicht Null, so wirkt infolge der Gleichzeitigkeit von Emission  $E^1$ ) und Translation  $v$  die optische Gesamtkraft  $\mathfrak{R} = -\frac{v}{c^2} E$  auf den Körper. Indem der Körper diese Kraft an sich erfährt, erfährt er aus seiner Reaktion mit seiner eigenen Strahlung etwas von seiner Bewegung. Durch die Gesamtkraft von seiten seiner Emission „weiß“ also ein emittierender Körper etwas von seiner Bewegung. Auf Grund der vorstehenden Beziehung zwischen  $\mathfrak{R}$ ,  $v$  und  $E$  kann man, wie ich dies bereits an früherer Stelle<sup>2)</sup> bemerkt habe, eine eigene oder absolute Geschwindigkeit eines emittierenden Körpers definieren und wird sie mit hinreichend empfindlichen Beobachtungsmethoden auch experimentell nachweisen können. An der Wirklichkeit der Erscheinung der Reaktion zwischen einem emittierenden bewegten Körper und seiner eigenen Emission scheitert das Dogma, daß eine absolute Geschwindigkeit eines Körpers in der Physik keine reale Bedeutung habe.

Nach dieser Abschweifung sei die Diskussion der Zersplitterung der elementaren optischen Energie auf beliebige viele Frequenzen gemäß der Theorie Schrödingers wieder aufgenommen. Diese Zersplitterung ergibt sich notwendig aus der grundlegenden Hypothese Schrödingers, daß die Ausstrahlung durch die Amplitude der Schwingung des elektrischen Momentes eines Atoms bedingt werde. Nun kommt in der Theorie Schrödingers außerdem noch die Beziehung vor:

$\nu_{kk'} = \nu_k - \nu_{k'} = \frac{1}{h}(E_k - E_{k'})$ ; hierin ist  $\nu_k - \nu_{k'}$  die Frequenz der emittierten optischen Energie,  $E_k$  bzw.  $E_{k'}$  die gesamte Energie der Eigenschwingung  $k$  bzw.  $k'$  und zwar im stationären Zustand. Gemäß dieser Gleichung scheint also auch in Schrödingers Theorie der feste Zusammenhang zwischen elementarem Betrag und Frequenz optischer Energie gewahrt zu sein. Indes erhält Schrödinger, wie in der folgenden Mitteilung dargelegt ist, jene Gleichung in kaum zulässiger Weise dadurch, daß er der Berechnung der Ausstrahlung von

1)  $E$  bedeutet hier die Gesamtemission des Körpers in  $\text{g}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{sec}^{-3}$ .

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 86. S. 1039. 1928.

seiten des schwingenden elektrischen Momentes eines Atoms die nur für den stationären Zustand gültigen Eigenwerte  $E_k$  und  $E'_k$ , nicht die während der Ausstrahlung veränderlichen Werte der Energien der interferierenden Schwingungszustände zugrunde legt. Hätte er die Intensität der Ausstrahlung aus den infolge der Ausstrahlung zeitlich veränderlichen Eigenfunktionen mit zeitlich veränderlicher Amplitude berechnet, so hätte er nicht jenen festen Zusammenhang zwischen Emissionsfrequenz und ausstrahlbarer Energie und nicht nur eine einzige Emissionsfrequenz erhalten, sondern eine Variation der Emissionsfrequenz mit dem momentanen Schwingungszustand, wie er es in seiner ersten Abhandlung selbst konsequent gefolgert hat.

Großhesselohe bei München, März 1929.

(Eingegangen 18. März 1929)

## *Zur physikalischen Kritik von Schrödingers Theorie der Lichtemission*

### *III. Grundsätzliche Schwierigkeiten*

*Von J. Stark*

#### 1. Verschmierung der Ladung und Masse des Elektrons

Schrödingers Theorie der Lichtemission ist auf zwei Annahmen gegründet. Die eine derselben habe ich in der vorausgehenden Mitteilung einer Kritik unterzogen; es ist die Annahme, daß bei der Lichtemission von seiten eines einzelnen Atoms ein in ihm vorhandenes elektrisches Moment Schwingungen ausführe und gemäß der Maxwellschen Theorie elektromagnetische Energie ausstrahle. Diese Hypothese ist in Schrödingers Theorie mit einer zweiten Hypothese kombiniert, nämlich mit der Annahme, daß sich die ausgezeichneten oder stationären Zustände eines Atoms auffassen lassen als Eigenschwingungen einer elektrischen Ladung, die kontinuierlich über das Raumgebiet des Atoms verteilt ist. Diese zweite Hypothese ist der Gegenstand der Kritik in der vorliegenden Mitteilung.

Schrödinger nimmt an, daß die Zustände des Atoms insonderheit des Wasserstoffatoms beschrieben werden können durch die Differentialgleichung:

$$\Delta \psi + \frac{4\pi^2 \nu^2}{u^2} \psi = 0.$$

Hierin ist  $\nu$  eine Frequenz,  $u$  eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit.  $\psi$  ist ein im Atomfeld verteilter Skalar; in Schrödingers erster Abhandlung erscheint er dimensionslos. Später führt Schrödinger die Hypothese ein, daß das Quadrat des absoluten Betrages von  $\psi$ , also das Produkt von  $\psi$  mit seinem konjugiert komplexen Wert  $\bar{\psi}$ , einer elektrischen Ladungsdichte proportional sei. Durch diese Hypothese erhält  $\psi$  die Dimension  $\text{cm}^{-3/2}$ . Die Ladungsdichte in einem Punkte des Atom-

feldes wird also nach Schrödinger gegeben durch die Gleichung:

$$\rho = -e \psi \bar{\psi}.$$

$\psi$  selbst wird für die stationären Atomzustände durch die Gleichung gegeben:

$$\psi = \sum_k c_k \psi_k e^{2\pi i (\nu_k t + \vartheta_k)}.$$

Hierin ist  $k$  der Index für eine bestimmte einzelne Eigenschwingung,  $\nu_k$  deren Eigenfrequenz,  $c_k$  und  $\vartheta_k$  je eine ihr zugeordnete Konstante. Die Konstante  $c_k$  ist dimensionslos; für den Fall des Wasserstoffatoms gilt  $\sum_k c_k^2 = 1$ ; Schrödinger

nennt sie Amplitudenkonstante, sie mißt nämlich die „Stärke der Anregung“ einer Eigenschwingung.  $c_k = 0$  bedeutet also, daß die Eigenschwingung  $k$  nicht angeregt ist; verschiedene Werte von  $c_k$  bedeuten, daß in verschiedenen Fällen von Anregung der Eigenschwingung  $k$  die Stärke der Anregung oder die Amplitude der Eigenschwingung verschieden groß ist.

Gemäß den vorstehenden Hypothesen Schrödingers ist die Ladung und somit auch die Masse des Elektrons im Wasserstoffatom kontinuierlich über das ganze Raumgebiet des Atomfeldes (Größenordnung des Durchmessers  $5 \cdot 10^{-9}$  cm) verteilt oder wie der in der Literatur gebräuchliche Ausdruck lautet, „verschmiert“. Zu einer jeden besonderen Eigenschwingung (Eigenfunktion) des Atomzustandes gehört eine besondere Verschmierung der Ladung und der Masse des Elektrons. Die Annahme einer solchen Verschmierung des Elektrons muß demjenigen Physiker Schwierigkeiten machen, welcher auf Grund der Erfahrungen über Elektronen in einer Reihe von Erscheinungen das Elektron als einen individuellen Körper auffaßt, dessen Ladungs- und Massenteile durch gewisse Kräfte zusammengehalten werden. Für den Fall des freien Elektrons, das als Kathodenstrahl auftritt, ergibt jedenfalls eine abschätzende Rechnung auf Grund der Maxwell'schen Theorie, daß der Durchmesser des von der Elektronenladung erfüllten Raumgebietes sehr viel kleiner als  $5 \cdot 10^{-9}$  cm ist. Warum soll das Ladungsvolumen des Elektrons im Wasserstoffatom so außerordentlich viel größer sein als dasjenige des freien Elektrons?

Macht die Annahme der Verschmierung der Ladung und



der Masse des Elektrons schon für den Fall der einzelnen Eigenschwingung innerhalb des Atoms Schwierigkeiten, so erscheinen diese für den Fall vergrößert, daß nach Schrödinger im Atomfeld gleichzeitig mehrere Eigenschwingungen angeregt sind. Sind z. B. zwei Eigenschwingungen im Wasserstoffatom gleichzeitig angeregt, so bedeutet dies nach Schrödinger, daß die Ladung des Elektrons im Verhältnis der Quadrate der Amplitudenkonstanten auf zwei Eigenschwingungen im Atomfeld verteilt ist und daß die zwei Ladungs- und Massenteile mit verschiedenen Eigenfrequenzen  $\nu_k$  und  $\nu_{k'}$  schwingen.

Vor etwas mehr als 25 Jahren wurde von einigen Autoren die Hypothese vom starren Elektron verfochten und zur Grundlage ausgedehnter Rechnungen gemacht. Gewiß mußte das Gefühl des Physikers schon damals eine so extreme Auffassung vom Elektron ablehnen und mit der Möglichkeit rechnen, daß das Elektron deformierbar ist, daß nämlich die Form seines elektrischen Feldes mit seinem Energieinhalt und in seiner Wechselwirkung mit anderen Ladungsquanten, insbesondere in dem Vorgang<sup>1)</sup> der Emission von Lichtenergie sich ändert. Aber der Physiker, der gewöhnt ist, auch bei der Bildung seiner theoretischen Vorstellungen vorsichtig an der Erfahrung vorwärts zu tasten, wird Bedenken tragen, die so weit gehenden Annahmen und Folgerungen Schrödingers über die Verschmierung der Ladung und Masse des Elektrons im Wasserstoffatom zu übernehmen.

Übrigens scheint mir Schrödingers Theorie selbst hinsichtlich der Verschmierung des Elektrons ein Element in sich zu bergen, welches unvereinbar mit der Verschmierungshypothese ist. Schrödinger gibt nämlich für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $u$  in seiner Schwingungsgleichung eine Formel, welche er ursprünglich für die Gruppengeschwindigkeit des Lichtsignals abgeleitet hatte, welches im gedanklichen Bilde die Bewegung eines Massenpunktes  $m$  von der Gesamtenergie  $E$  und der potentiellen Energie  $V = -\frac{e^2}{r} + \text{Const.}$  ersetzen soll. Sie lautet:

$$u = \frac{E}{\sqrt{2m(E-V)}}.$$

---

1) Vgl. J. Stark, Atomstruktur und Atombindung, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1928.

Bei der Übertragung dieser Formel für die Gruppengeschwindigkeit in die Schwingungsgleichung Schrödingers als Fortpflanzungsgeschwindigkeit kann man wohl die Gesamtenergie  $E$  als Gesamtenergie  $E_k$  einer Eigenschwingung  $k$  interpretieren und sie entsprechend dem Anteil dieser Eigenschwingung an der verschmierten Elektronenladung verschmieren. Wenn aber die dieser Eigenschwingung zugeordnete potentielle Energie durch die gesamte punktförmige Ladung  $e$  und durch den Abstand  $r$  dieses Ladungspunktes vom positiven Ladungszentrum gegeben sein soll, so ist diese Annahme schwer vereinbar mit der Annahme, daß bei gleichzeitigem Vorhandensein mehrerer Eigenschwingungen mehrere Teile der Elektronenladung durch das ganze Atomfeld entsprechend den zugeordneten Eigenfunktionen verschieden kontinuierlich verschmiert sind.

2. Zeitliche Konstanz der Emissionsfrequenz bei zeitlicher Änderung der Amplituden von Eigenschwingungen

Nach Schrödinger ist jeder stationären inneratomischen Eigenschwingung  $k$  ein bestimmter Wert der Energie  $E_k$  und der Frequenz  $\nu_k$  zuzuordnen. Die zugeordnete Amplitudenkonstante  $c_k$  variiert zwar für die verschiedenen Fälle der gleichzeitigen Erregung mehrerer Eigenschwingungen, hat indes für jeden Einzelfall auch einen bestimmten Wert. Sind z. B. zwei Eigenschwingungen gleichzeitig erregt, so wird der stationäre Atomzustand beschrieben durch die Gleichung:

$$\psi = c_k \psi_k e^{2\pi i(\nu_k t + \theta_k)} + c_{k'} \psi_{k'} e^{2\pi i(\nu_{k'} t + \theta_{k'})}.$$

Hierzu tritt noch die Amplitudengleichung:  $c_k^2 + c_{k'}^2 = 1$ .

Nach Berechnung der Eigenwerte der Energie des Wasserstoffatoms auf Grund der bis jetzt gekennzeichneten Hypothesen führt Schrödinger die weitere Hypothese ein, daß zwei erregte Eigenschwingungen nicht gleichzeitig mit unveränderlicher Amplitude im Atomfeld existieren können, sondern daß in diesem Falle eine Ausstrahlung von Energie in Form von Licht auf Kosten der Energie der einen Schwingung erfolgt, und zwar soll während dieser Ausstrahlung nur die Eigenschwingung von größerem Eigenwert Energie verlieren und somit schließlich die Amplitudenkonstante Null annehmen, während die Energie der Eigenschwingung kleinerer Energie unverändert bleibt.

Die vorstehende Hypothese schließt eine Schwierigkeit in sich, die bereits Schrödinger selbst bemerkt hat. Aus ihr folgt nämlich, daß die oben angegebene Formel für den Schwingungszustand des Atoms bei gleichzeitigem Vorkommen zweier Eigenschwingungen nicht genau sein kann. Denn sie trägt der Ausstrahlung nicht Rechnung durch Einführung eines von der Zeit abhängigen Gliedes oder Faktors für die Dämpfung der Schwingung größerer Energie. Schrödinger scheint auf diesen Mangel seiner Theorie keinen großen Wert zu legen. Indessen führt die Vernachlässigung der Dämpfung in seiner Schwingungsgleichung zusammen mit einer weiteren Hypothese Schrödingers zu Folgerungen, welche ein Physiker kaum widerspruchsflos hinnehmen kann.

Schrödinger macht nämlich weiter die Annahme, daß zwischen der Planckschen Konstante  $h$ , der Frequenz einer Eigenschwingung und der gesamten ihr zugeordneten Energie die Beziehung besteht:  $E_k = h \nu_k$ . Weiter setzt er nicht bloß für den stationären Zustand der Eigenschwingungen, für welche allein die Eigenwerte der Energie und der Frequenz gemäß seiner bis dahin entwickelten Theorie gelten, sondern auch für den nicht stationären Zustand der Ausstrahlung die Ladungsdichte in einem Punkte des Atomfeldes proportional dem Produkt

$$-e \psi \bar{\psi} = -e \sum_k \sum_{k'} c_k c_{k'} e^{2\pi i [(v_k - v_{k'})t + \phi_k - \phi_{k'}]}.$$

So erhält er schließlich ein elektrisches Moment des Atoms, welches in der Frequenz  $\nu_k - \nu_{k'} = \frac{1}{h}(E_k - E_{k'})$  schwingt und elektromagnetische Energie von der Frequenz  $\nu_k - \nu_{k'}$  ausstrahlt. Und zwar soll diese Emissionsfrequenz unverändert bestehen bleiben, solange die Ausstrahlung dauert, solange also der Überschuß der Energie der höheren Eigenschwingung über diejenige der niedrigeren nicht völlig ausgestrahlt und die Amplitude  $c_k$  der höheren Eigenschwingung nicht Null geworden ist. Diese zeitliche Konstanz der Frequenz einer Differenzschwingung ist dann möglich, wenn die Frequenzen der interferierenden Schwingungen unabhängig sind von ihren Amplituden, also unabhängig von der in ihnen schwingenden Energie. Aber diese Unabhängigkeit ist im Falle der Schrödingerschen Schwin-

gungen nicht vorhanden; es ist vielmehr hier die Frequenz proportional der Energie der Schwingung. Wenn also die Energie der höheren Schwingung infolge der Ausstrahlung sich ändert, so sollte man erwarten, daß dann auch gleichzeitig die Frequenz der Eigenschwingung und damit diejenige der Emissionsfrequenz (Differenzschwingung) sich ändert. Oder soll man, um dieser Konsequenz zu entgehen, postulieren, daß die angenommene Proportionalität zwischen Energie und Frequenz nur für den stationären Schwingungszustand gilt? Dann müßte man für den Ladungsanteil der höheren Schwingung Beachtung dieses Postulates während seines Überganges in die tiefere Eigenschwingung und ein Gedächtnis für seinen Energieeigenwert in der höheren stationären Schwingung postulieren. Der Physiker wird solche Konsequenzen nicht gerne akzeptieren. Er wird den Grund der Schwierigkeit vielmehr darin sehen, daß Schrödinger der Berechnung der Lichtemission aus der Dämpfung hypothetischer Schwingungen die Gleichung für den stationären Schwingungszustand zugrunde gelegt hat, statt einer Gleichung für einen Schwingungszustand, welcher infolge der Dämpfung durch Ausstrahlung hinsichtlich Amplitude und Energie zeitlich veränderlich ist.

Großhesselohe bei München, März 1929.

(Eingegangen 18. März 1929)

---

**Experimentelle Untersuchungen der Veränderung  
der Dielektrizitätskonstanten eines sehr ver-  
dünnten Gases durch Elektronen<sup>1)</sup>**

**Von Ludwig Bergmann und Walter Düring**

(Mit 16 Figuren)

**Einleitung und Theorie**

Es ist eine bekannte Tatsache, daß die bei der Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen um die Erde in der Empfangsantenne erzeugte Energie sehr viel größer ist, als sie sich rechnerisch nach der Theorie der Ausbreitung der elektrischen Wellen auf Grund der Beugungsgesetze ergibt. Man muß daher annehmen, daß die Atmosphäre einen entscheidenden Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen ausübt und sucht die Erklärung heute wohl allgemein in einer Schicht von Ionen- oder Elektronenwolken, die sich in einer Höhe von ungefähr 100 km über der Erdoberfläche befindet und beispielsweise durch die ultravioletten Strahlen der Sonne oder die durchdringende Höhenstrahlung erzeugt und aufrecht erhalten wird. Die Notwendigkeit der Annahme einer solchen Schicht für die Ausbreitung der elektrischen Wellen wurde zuerst von Heaviside erkannt, und sie erhielt deshalb den Namen Heavisideschicht. Die Ionen rufen in derselben zunächst eine gewisse Leitfähigkeit hervor. Es läßt sich aber außerdem zeigen, daß sie die Dielektrizitätskonstante und damit den Brechungsexponenten des Gases, in dem sie sich befinden, verkleinern. Wäre die Heavisideschicht nach unten hin einigermaßen scharf begrenzt, so würde man ihren Einfluß in einer Reflexion der elektrischen Wellen zu suchen haben. Es ist jedoch wahrscheinlicher,

1) Vorgetragen am 19. Januar 1929 in Leipzig auf der Tagung des Gauvereins Sachsen-Thüringen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

daß mit zunehmender Höhe eine allmähliche Zunahme der Ionendichte stattfindet. In diesem Falle muß infolge der verkleinerten Dielektrizitätskonstanten eine Krümmung der Wellen zur Erde zurück stattfinden. Die Stärke der Krümmung hängt dabei in der Hauptsache ab von der Dichte der Ionen bzw. Elektronen und von der benutzten Wellenlänge. Durch die gleichzeitig auftretende Leitfähigkeit ergibt sich dann noch eine Absorption der elektrischen Wellen in der ionisierten Schicht.

Über die Ausbreitung der elektrischen Wellen unter der Annahme einer ionisierten Atmosphäre liegt eine große Anzahl Arbeiten<sup>1)</sup> vor. Spezielle Untersuchungen über die Dielektrizitätskonstante und die Leitfähigkeit eines ionisierten Gases beim Durchgang einer elektrischen Welle sind zuerst von Eccles<sup>2)</sup> und bald darauf auch von Salpeter<sup>3)</sup> unternommen worden. In neuerer Zeit haben Larmor<sup>4)</sup>, Lassen<sup>5)</sup> und Elias<sup>6)</sup> ähnliche Betrachtungen angestellt. Die Arbeiten ergaben alle im wesentlichen dasselbe Resultat, nämlich eine mit wachsender Ionisation zunehmende Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten des Gases, sowie eine Absorption der hindurchgehenden Wellen infolge der Leitfähigkeit. Die Larmorschen Formeln weichen infolge anderer Voraussetzungen ein wenig ab, sind jedoch in ihrem Kern mit denen der anderen Forscher identisch.

Unter der von Eccles gemachten Voraussetzung, daß die in der Atmosphäre befindlichen Ionen nicht an eine Gleichgewichtslage gebunden sind, sondern nur infolge der Zusammenstöße mit den Molekülen des Gases einer Art von Reibungskraft unterliegen, die proportional der Geschwindigkeit der Ionen anzusetzen ist, ergeben sich für die Dielektrizitäts-

1) Eine ausführliche Literaturzusammenstellung findet sich in A. Sacklowsky, Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. Berlin 1928, Weidmannsche Buchhandlung.

2) W. H. Eccles, Proc. Royl. Soc. 87. S. 79. 1912; Jahrb. f. drahtl. Telegraphie 8. S. 253. 1914.

3) J. Salpeter, Jahrb. f. drahtl. Telegraphie 8. S. 247. 1914; Phys. Ztschr. 14. S. 20. 1913.

4) J. Larmor, Phil. Mag. 48. S. 1025. 1924.

5) H. Lassen, Jahrb. f. drahtl. Telegraphie 28. S. 109. 139. 1926.

6) J. Elias, Jahrb. f. drahtl. Telegraphie 27. S. 66. 1926.

konstante  $\varepsilon_1$  und die Leitfähigkeit  $\sigma$  eines ionisierten Gases beim Durchgang einer elektrischen Welle mit der Kreisfrequenz  $\omega$  die Ausdrücke:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - \frac{4\pi N e^2 m}{f^2 + m^2 \omega^2} \quad \text{und} \quad \sigma = \frac{f N e^2}{f^2 + m^2 \omega^2},$$

wobei  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des nichtionisierten Gases,  $N$  die Anzahl der Ionen bzw. Elektronen pro Kubikzentimeter,  $e$  die Ladung und  $m$  die Masse eines Ions bzw. Elektrons und  $f$  eine Reibungskonstante bedeutet.

Salpeter sowie Lassen und Elias berechnen die Reibungskonstante nach den Gesetzen der kinetischen Gastheorie aus der Anzahl  $S$  der Zusammenstöße eines Ions pro Sekunde mit den Molekülen des Gases. Sie finden für die Reibungskonstante den Ausdruck  $f = m \cdot S$ .<sup>1)</sup> Die Formeln für die Dielektrizitätskonstante und die Leitfähigkeit eines ionisierten Gases lauten dann:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - \frac{4\pi N e^2}{m(\omega^2 + S^2)} \quad \text{und} \quad \sigma = \frac{N e^2}{m} \cdot \frac{S}{\omega^2 + S^2}.$$

Wie bereits erwähnt, gibt die Leitfähigkeit  $\sigma$  zu einer beträchtlichen Absorption der elektrischen Wellen Anlaß, wenn das betrachtete Gas nicht stark verdünnt ist. Larmor wies deshalb in seiner Arbeit über die Ausbreitung der elektrischen Wellen um die Erde darauf hin, daß notwendigerweise der Ausbreitungsvorgang in einer Höhe stattfinden müsse, in der die Gasdichte so gering ist, daß nur wenige Zusammenstöße der Ionen bzw. Elektronen mit Gasmolekülen stattfinden können, so daß man praktisch die Reibungskraft vernachlässigen kann.

In dem Idealfalle  $f = 0$  ergibt sich

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}.$$

1) Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß der Gedanke die Reibungskonstante aus der Anzahl der Zusammenstöße der schwingenden Teilchen mit den Molekülen des betrachteten Mediums zu erklären, schon von H. A. Lorentz bei der Aufstellung seiner Dispersionstheorie benutzt wurde. Die Lorentzsche Dispersionstheorie führt übrigens ebenso wie die Drudesche unter den hier gemachten Annahmen zu denselben Ausdrücken für  $\varepsilon_1$  und  $\sigma$ .

Diese Formel soll im folgenden immer die Larmorsche genannt werden.  $\sigma$  ist also dann gleich 0.

Als Ursache der Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten nimmt Larmor Elektronen oder auch Wasserstoffionen an. In der Formel für  $\epsilon_1$  steht die Masse der schwingenden Teilchen im Nenner. Da die Masse der Elektronen etwa 2000 mal kleiner ist als die der Wasserstoffionen, braucht ihre Dichte zur Erzeugung des gleichen Effekts auch nur  $\frac{1}{2000}$  der erforderlichen Ionendichte zu sein.

**Bisherige experimentelle Arbeiten über die Veränderung der Dielektrizitätskonstanten**

Es liegen bisher zwei Arbeiten vor, die nach verschiedenen Methoden den qualitativen Nachweis der Veränderung der Di-

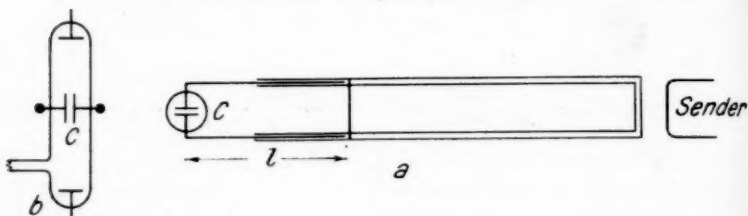


Fig. 1

elektrizitätskonstanten durch Ionen führen. Die ältere derselben wurde von Balthasar van der Pool<sup>1)</sup> ausgeführt. Er benutzte zur Messung die bekannte zweite Drudesche<sup>2)</sup> Methode. Das Gas, bei dem die Veränderung der Dielektrizitätskonstanten durch Ionisation gemessen werden soll, befindet sich zwischen den Platten eines kleinen Versuchskondensators C, der verschiebbar am hinteren Ende eines Lecherschen Drahtsystems angebracht ist (Fig. 1a). Die Entfernung  $l$  des Kondensators vom nächsten Strombauch auf dem System ist im Falle der Resonanzeinstellung ein Maß für die Kapazität des Kondensators.

1) Balthasar van der Pool: De invloed van een geïoniseerd gas op het voortschrijden van electromagnetische golven en toepassingen daarvan op het gebied der draadloze telegraphie en bij metingen aan glimlichtontladings. Diss. Utrecht, 1920.

2) P. Drude, Ann. d. Phys. 61. S. 466. 1897.



sators und damit für die Dielektrizitätskonstante des Gases, und zwar entspricht einer Vergrößerung von  $l$  eine Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten und umgekehrt. Ist im Kondensator beträchtliche Leitfähigkeit vorhanden, so bewirkt diese unabhängig von der Dielektrizitätskonstanten eine Verkleinerung von  $l$  (abgesehen von der Amplitudenschwächung). Die erforderliche Ionisation erzeugte van der Pool durch eine Glimmentladung. Zu diesem Zweck war der Kondensator

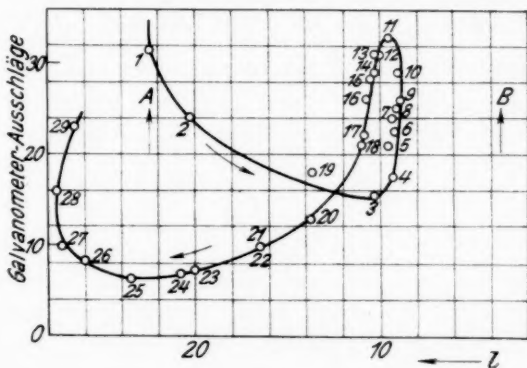


Fig. 2

sator  $C$  in einer besonderen Entladungsröhre angebracht (Fig. 1 b). Das Ergebnis der Messungen ist die in Fig. 2 wiedergegebene Kurve. Diese zeigt die Abhängigkeit der Resonanzeinstellung  $l$  von der Ionisation bei der Wellenlänge 150 cm. Als Abszissen sind die Einstellungen  $l$  aufgetragen, als Ordinaten, die zu  $l$  gehörigen Galvanometerausschläge, die in einem kapazitiv angekoppelten Meßkreis erhalten wurden. Die einzelnen Punkte entsprechen verschiedenen Drucken des Gases und damit auch verschiedenen Ionendichten. Das Vakuum nimmt in dem durch den an die Kurve gezeichneten Pfeil angedeuteten Sinne zu. Die Stelle  $A$  entspricht der Einstellung ohne Ionisation, die Stelle  $B$  der Einstellung bei unendlich hoher Leitfähigkeit im Kondensator. Einstellungen links von  $A$  zeigen eindeutig eine Verkleinerung von  $\epsilon$  an. Eine Verschiebung nach rechts kann sowohl durch eine Vergrößerung von  $\epsilon$  als auch durch

große Leitfähigkeit hervorgerufen werden. Aus dem Teil der gemessenen Kurve zwischen *A* und *B* kann also nichts Wesentliches über die Dielektrizitätskonstante ausgesagt werden. Die Punkte 25—29 jedoch zeigen mit Sicherheit eine Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten an. Der Effekt ist aber ein rein qualitativer; denn über die im Kondensator herrschende Iondichte läßt sich zahlenmäßig nichts aussagen.

Eine zweite experimentelle Arbeit wurde in neuerer Zeit von Gutton und Clément<sup>1)</sup> ausgeführt. Auch sie benutzten den Einfluß des ionisierten Gases auf einen Kondensator,

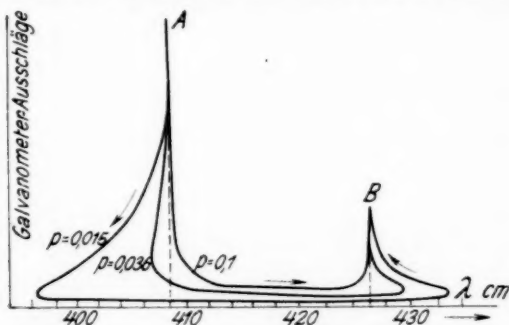


Fig. 3

bauten denselben jedoch in einen festen Resonanzkreis ein und maßen die Wellenlänge, die nötig war, um den Kreis bei veränderter Dielektrizitätskonstante wieder in Resonanz zu bringen. Die Ionisation im Meßkondensator erzeugten sie durch Wechselstromentladungen in einer zwischen den Kondensatorplatten angebrachten Vakuumröhre. Das Ergebnis ihrer Messungen zeigt die Fig. 3. Jede Kurve entspricht einem bestimmten Druck und verläuft von *A* nach *B* im Sinne wachsender Ionisation. Als Abszissen sind die Wellenlängen aufgetragen, für welche der Meßkreis bei der gerade herrschenden Ionisationsstärke in Resonanz kam, als Ordinaten wieder die Ausschläge des Indikatorinstrumentes. Der Punkt *A* entspricht der Resonanzwellenlänge ohne Ionisation, der Punkt *B* dem vollständigen Kurzschluß des Kondensators. Wellenlängen links von

1) H. Gutton u. J. Clément, *L'onde électrique*, 6. S. 137. 1927.

*A* zeigen eine Verkleinerung, rechts von *B* eine Vergrößerung der Dielektrizitätskonstanten an. Über das mittlere Stück läßt sich wieder nichts aussagen, Die Verf. finden also für kleine Ionendichte ebenfalls eine Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten, für große Dichten aber seltsamerweise eine Vergrößerung. Das steht im Gegensatz zu der Theorie von Eccles. Gutton und Clément erklären die scheinbare Vergrößerung damit, daß die Ionen bei den großen Dichten außer der Reibungskraft auch einer gegenseitigen Anziehung unterliegen und damit an eine Gleichgewichtslage gebunden sind. Unter der zusätzlichen Annahme einer elastischen Kraft  $\varphi \cdot x$  in der Bewegungsgleichung der Ionen erhalten sie für die Dielektrizitätskonstante:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + 4\pi N e^2 \frac{\varphi - m\omega^2}{(\varphi - m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$$

und für die Leitfähigkeit:

$$\sigma = \frac{N e^2 f \omega^2}{(\varphi - m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$$

Wenn  $\varphi$  größer ist als  $m\omega^2$ , ergibt sich hieraus eine Vergrößerung der Dielektrizitätskonstanten. Dieselben Formeln erhält man übrigens auch direkt aus der von Drude<sup>1)</sup> aufgestellten Dispersionstheorie.

In jüngster Zeit erschien eine Arbeit von Joergen Rybner<sup>2)</sup>, der nachweist, daß die obige Annahme einer elastischen Kraft  $\varphi \cdot x$  zur Erklärung der Vergrößerung der Dielektrizitätskonstanten nicht nötig ist, sondern daß die Vergrößerung durch die Apparatur von Gutton und Clément vorgetäuscht sein kann. Eine Entscheidung ist nur möglich durch neue Experimente mit einer verbesserten Apparatur, wie sie von Rybner vorgeschlagen wird.

Für die Arbeit von Gutton und Clément gilt dasselbe wie für die van der Poolsche Arbeit. Auch sie beschränkt sich auf einen qualitativen Nachweis des Effektes. Quantitativ läßt sich nichts aussagen, zunächst weil die Ionendichte nicht bestimmbar ist, dann aber auch, weil der in den Arbeiten gemessene Effekt sich zusammensetzt aus dem Einfluß von Ionen

1) P. Drude, Lehrbuch der Optik, 1906. S. 367.

2) Joergen Rybner, L'onde électrique, 7. S. 428. 1928.

und Elektronen. Letztere sind ja immer vorhanden und brauchen wegen ihrer geringen Masse nur  $\frac{1}{2000}$  der Gesamtdichte auszumachen, um bereits die Hälfte des Effektes zu bestreiten. Außerdem geht in die Formeln für  $\epsilon_1$  noch die Reibungskonstante  $f$  ein, die bei den in beiden Arbeiten benutzten Drucken nicht vernachlässigbar war. Alle diese Schwierigkeiten müssen fortfallen, wenn man nur mit Elektronen bei so hohem Vakuum arbeitet, daß die Reibung praktisch fortfällt. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit die Einwirkung von Elektronen auf die Dielektrizitätskonstante eines sehr verdünnten Gases studiert.

#### Vorversuche und Apparatur

Bei den folgenden Messungen wurde die zweite Drude'sche Methode benutzt, die bei der Besprechung der van der Poolschen Arbeit bereits geschildert wurde.

Es liegt also das Problem vor, Elektronen in möglichst gleichmäßiger Verteilung zwischen die Platten des Meßkondensators zu bringen. Als Elektronenquelle kommt für die erforderlichen hohen Dichten nur eine Glühkathode in Frage. Durch eine Spannung zwischen der Kathode und der an der anderen Seite des Kondensators gelegenen Anode werden die Elektronen zwischen die Kondensatorplatten gebracht. Die Zahl der hindurchfliegenden Elektronen läßt sich aus der Anodenstromstärke berechnen. Aus den anliegenden Spannungen läßt sich auch die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen, sowie ihre mittlere Dichte im Kondensator bestimmen. Letztere ist umgekehrt proportional der Geschwindigkeit.

Es ist aber folgende bekannte Schwierigkeit vorhanden. Die den Heizfaden verlassenden Elektronen lagern sich in einer Wolke um denselben und bilden so eine negative Raumladung, die die positive Anodenspannung abschirmt. Es werden zunächst nur die Randelektronen der Wolke zur Anode gezogen und erst durch beträchtliche Steigerung der Anodenspannung können alle Elektronen fortgeführt werden. Da die errechnete Dichte aber umgekehrt proportional der Geschwindigkeit ist, erreicht man für eine bestimmte Anordnung sehr bald eine gewisse Grenze, über die hinaus man die Dichte nur noch wenig steigern kann. Man legt deshalb zwischen Anode und

Heizfaden eine Hilfselektrode, die die Form eines Gitters hat und so nahe wie möglich am Heizfaden liegt. Es genügt jetzt eine geringe Spannung am Gitter, um die Feldstärke zu erreichen, die imstande ist, die Raumladung zu überwinden. Die Elektronen durchfliegen das Gitter mit geringer Geschwindigkeit und können durch verhältnismäßig niedrige Anodenspannungen angezogen werden. Die Aufgabe des Gitters besteht also darin, die Raumladung zu zerstreuen.

Es wurde zunächst der folgende einfache Versuch gemacht, der beweisen sollte, ob die erreichbaren Elektronendichten eine auf dem Lechersystem meßbare Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten ergeben.

In einer der in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Elektronenröhren wurde die Kapazität Gitter-Anode als Meß-

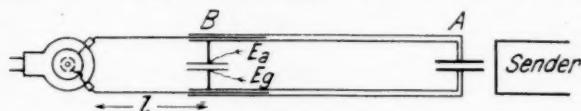
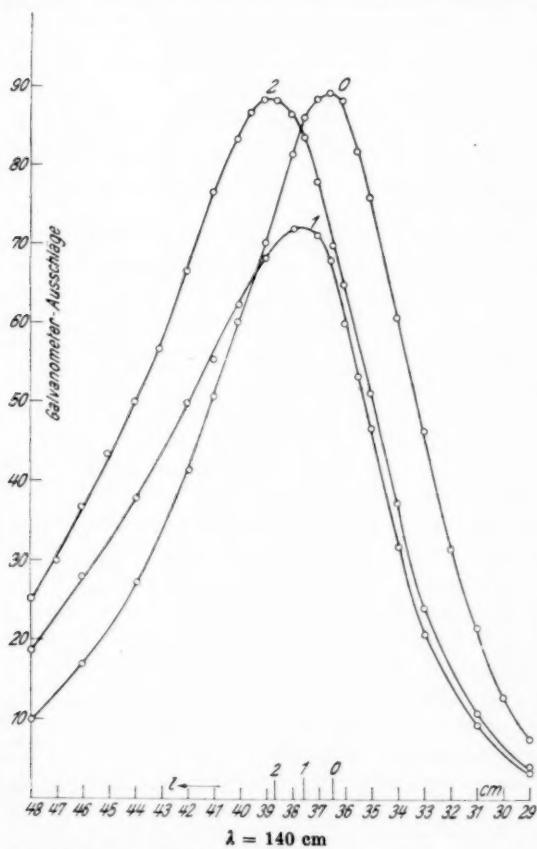


Fig. 4

kondensator benutzt. Die Anordnung auf dem Lechersystem ist in der Fig. 4 dargestellt.

Da jetzt Gitter und Anode getrennte Spannungen haben, wurden die Metallbrücken an den Stellen *A* und *B* durch kleine Blockkondensatoren von etwa 500 cm Kapazität ersetzt. Die Spannungen für Gitter und Anode wurden an den Kondensatorbrücken, also im Strombauch zugeführt, so daß die Zuleitungen die Resonanz des Lechersystems nicht störten. Es ergaben sich bei fast allen benutzten Elektronenröhren Effekte, die am größten waren, wenn die Anode schwach negative Spannung erhielt, so daß die Elektronen kurz vor der Anode abgebremst wurden. Die Elektronen bleiben dann längere Zeit im Kondensator und die effektive Elektronendichte steigt. Eine Gruppe von derartigen Messungen zeigt die Fig. 5, die an der Röhre Type E4N der Compagnie des lampes, Paris, gemacht wurde. Die Kurven 1 und 2 sind tatsächlich in Richtung verkleinerter Dielektrizitätskonstante gegen die Kurve 0, die der Elektronendichte 0 entspricht, verschoben. Röhren mit feindrätigem Gitter, so z. B. die Schottrohren,

ergaben größere Effekte, jedoch störten hier fortwährend auftretende Barkhausenschwingungen, die zuweilen auch bei Röhren mit unsymmetrischem Aufbau im Innern auftraten. Aus diesem Grunde und weil die Elektronendichte in dem



Kurve 0: Elektronendichte 0

Kurve 1:  $J_a = 9 \text{ mA}$

$E_a = 0 \text{ Volt}$

$J_g = 34 \text{ mA}$

$E_g = 100 \text{ Volt}$

Kurve 2:  $J_a = 0$

$E_a = -20 \text{ Volt}$

$J_g = 34 \text{ mA}$

$E_g = 100 \text{ Volt}$

Fig. 5

von Gitter und Anode gebildeten Kondensatorraum schwer angebbar ist, wurden die Versuche wieder aufgegeben.

Diese wiederholt angestellten Versuche hatten aber zur Genüge erwiesen, daß der Effekt an Elektronen meßbar ist und es wurde deshalb eine besondere Elektronenröhre gebaut.

Um in derselben leicht Änderungen vornehmen zu können, wurde sie durch Schiffe zerlegbar gemacht. Die Schiffe mußten wegen der großen Wärmeentwicklung des als Elektronenquelle benutzten Glühdrahtes weit von dem Aufbau in der Röhre entfernt sein. Außerdem war ein großer Röhrendurchmesser erforderlich, um das hineingeführte Lechersystem nicht erheblich zu stören. Es wurde also die in Fig. 6a—c dargestellte Form gewählt. Ein 60 cm langes Rohr aus Geräteglas von 8 cm Weite wurde an beiden Enden mit einem Schliff von 6 bzw. 7 cm Durchmesser versehen. An dem Kern des Schliffes  $S_1$  waren zwei kurze Glasröhren  $R$  im Abstand 3 cm angesetzt, durch die die Lecherdrähte  $L$  bis in die Mitte der Versuchsröhre geführt wurden. In die Röhren  $R$  wurden sie mit weißem Siegelack vakuumdicht eingekittet. Durch den Schliff  $S_2$  wurden die Stromzuführungen in das Innere der Röhre geleitet. Außerdem wurden das Gitter  $G$  und die Anode  $A$  an diesem Schliff befestigt.

Die Heizleitungen im Innern der Röhre bestanden aus starkem Eisendraht, zwischen dessen Enden als Glühdraht  $K$  ein 0,4 mm dicker Wolframdraht fest eingeklemmt wurde. Da der Abstand Gitter—Anode kleinzuhalten war, wurde für die Platten des Meßkondensators  $C$  eine längliche Form gewählt. Sie waren rechteckig (20 mm breit und 60 mm lang) und bestanden aus 1 mm dickem vakuumgeschmolzenen Kupfer. In der Mitte waren 3 mm dicke und 14 mm lange Tantalstäbe eingenieter. Die 3 mm starken Lecherdrähte waren am Ende etwas verdickt und senkrecht durchbohrt. In die Bohrungen wurden die Tantalansätze der Kondensatorplatten mit Hilfe von Schrauben fest eingesetzt. Hierdurch konnte nötigenfalls der Kondensatorabstand variiert werden. Bei den weiter unten beschriebenen Messungen betrug er 7 mm. Die Anode bestand aus einem Tantalstreifen von den Dimensionen  $10 \times 60 \text{ mm}^2$ . Als Halter für das dicht über der Kathode angebrachte Gitter diente ein schmaler rechteckiger Rahmen aus Tantalblech.

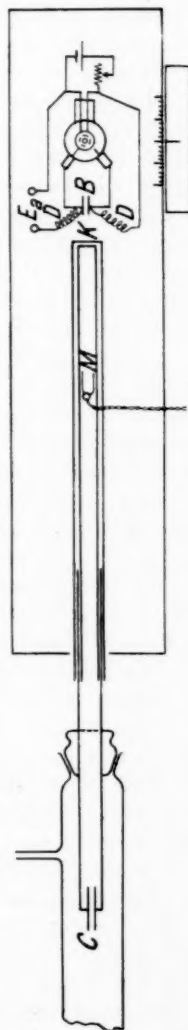
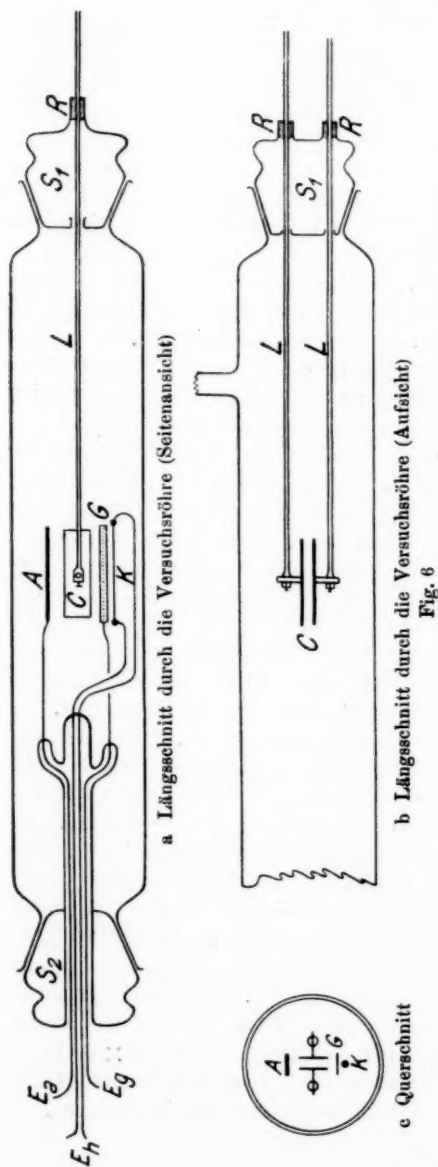


Fig. 7. Aufbau der Meßordnung



In die Längsseiten des Rahmens wurden im Abstand von 2 mm Löcher gebohrt, durch welche ein 0,05 mm dicker Molybdändraht von Längsseite zu Längsseite hin und her hindurchgezogen wurde.

Das Vakuum in der Röhre muß so hoch sein, daß die freie Weglänge der Elektronen groß wird gegen ihre Schwingungsamplituden im elektrischen Wechselfelde. Das ist bei einem Druck von  $10^{-6}$  mm Hg sicher der Fall. Ein derartiges Vakuum erreicht man aber nicht mehr, wenn in der Apparatur Verbindungen mit Vakuumschlauch vorhanden sind. Deshalb mußte die Röhre durch den einen Schliff starr mit der Vakuumapparatur verbunden werden, und ein Verschieben des Kondensators mittels eines Schlittens, wie es in der Arbeit von van der Pool und bei den beschriebenen Vorversuchen geschah, war nicht mehr möglich. Es blieb nur übrig, den vorderen Teil des Lechersystems zu verschieben. Die Kopplung mit dem erregenden Sender muß dabei konstant bleiben. Letzterer muß also mit verschoben werden. Den Aufbau des Lechersystems zeigt Fig. 7. Die Lecherdrähte *L* im Innern der Röhre bestanden aus 3 mm starken Nickelstäben, die außen durch Messingstäbe fortgesetzt wurden. Über die Stäbe schoben sich von der Senderseite her Messingrohre, die auf dem Schlitten mit dem Sender endigten und durch einen Koppelungsbügel *K* geschlossen wurden. Zur Wahrung eines gegenseitigen konstanten Abstandes von 3 cm wurden auf die Drähte schmale Pertinaxstreifen aufgekittet. Der Schlitten wurde durch einen Zahnradtrieb mit kleiner Übersetzung verschoben. Die Achse des Zahnrades war durch eine 150 cm lange Fibrestange verlängert, so daß der Schlitten aus der Ferne bedient werden konnte, damit die Abstimmung des Lechersystems nicht durch Bewegungen des Messenden gestört wurde. Die Ablesung der Einstellung geschah mit dem Fernrohr.

Zur Feststellung der Resonanz wurde im Spannungsbauch ein Meßkreis *M* kapazitiv angekoppelt. Derselbe muß bei der Aufnahme der Resonanzkurve natürlich seine relative Lage zum Lechersystem behalten und wurde deshalb mit auf den Schlitten gesetzt. Er war mittels eines zweiten Schienenpaares auf dem Schlitten verschiebbar, um ihn bei Umstellung auf eine andere Welle wieder in den Spannungsbauch rücken

zu können. Der Meßkreis war offen. Seine Drähte endigten frei unter den Stäben des Lechersystems, zu denen sie ein kurzes Stück parallel verliefen (vgl. Fig. 7). Als Indikator wurde ein Thermoelement in Verbindung mit einem Spiegelgalvanometer benutzt. Die Wellenlänge wurde auf einem besonderen Lechersystem festgestellt, das bei den übrigen Messungen entfernt wurde. Zu den Messungen wurden ungedämpfte Wellen benutzt, die durch einen Röhrensender erzeugt wurden, wie er kürzlich von Bergmann<sup>1)</sup> angegeben wurde. Als Senderröhre diente eine Kurzwellenröhre der Compagnie des lampes, Paris, der Type T.M.C., als Schwingungskreis war zwischen Gitter und Anode ein ausziehbarer Bügel *B* angeschlossen (vgl. Fig. 7 rechts).

Die Anodenspannung wurde durch einen Blockkondensator vom Gitter ferngehalten. Dadurch, daß dieser in der Mitte des Bügels lag, war die Anordnung vollkommen symmetrisch. Das Gitter wurde über einen hohen Widerstand zur Kathode abgeleitet. Gitterableitung und Anodenzuleitung waren direkt am Kondensator, also im Strombauch angeschlossen und störten infolgedessen den Schwingungsvorgang nicht. In allen Zuleitungen befanden sich Drosselspulen *D*, um ein Mitschwingen zu vermeiden. Durch zwei verschiedene Bügel konnte jede Wellenlänge von 1—3 m eingestellt werden. Die Heizstromstärke wurde durch Eisenwasserstoffwiderstände konstant gehalten. Die Frequenz des Senders war genügend konstant, wie wiederholte Messungen ergaben.

Die Versuchsröhre wurde ausgepumpt durch eine dreistufige Quarzdiffusionspumpe der Firma Hanff & Buest mit einer Wasserstrahlpumpe als Vorpumpe. Das Vakuum wurde durch Adsorptionskohle, die mit flüssiger Luft gekühlt wurde, verbessert. Außerdem befand sich in der Apparatur eine Ausfrier Tasche, in welche Quecksilberdämpfe, Wasserdampf und evtl. Verunreinigungen eingefroren wurden. Der als Glühkathode dienende Wolframfaden wurde stets nur geheizt, wenn sich flüssige Luft unter der Ausfrier Tasche befand. Infolge dieser vorsichtigen Behandlung zerstäubte der Wolframfaden sehr wenig. Der Druck wurde mittels eines MacLeodmano-

---

1) Ludwig Bergmann, Ann. d. Phys. 85. S. 961. 1928.

meters gemessen. Die Gitterspannung war variabel von 0 bis 440 Volt. Die Anodenspannung wurde einem Gleichstromumformer entnommen, der eine Spannung von 4000 Volt bei einer maximalen Leistung von 2 kW lieferte. Der Heizfaden wurde mit 50periodischem Wechselstrom von 11 Amp. Stärke geheizt.

Infolge des großen Leistungsumsatzes erwärmte sich die Röhre, sowie die zahlreichen darin enthaltenen Metallteile sehr stark und gaben dann so viel Gas ab, daß kein genügend hohes Vakuum zu erreichen war. Die Röhre mußte deshalb vor den Messungen entgast werden. Hierfür gilt die Regel, daß alle Teile längere Zeit mindestens so hoch zu erhitzen sind, wie sie sich im Betriebe selbst erwärmen. Zu diesem Zwecke wurde zuerst ein elektrischer Ofen über die Mitte der Röhre gezogen und auf 500° geheizt. Das geschah so lange, bis das Manometer einen Druck von etwa  $10^{-5}$  mm Hg anzeigte. Die Schiffe der Röhre erwärmen sich im Betriebe nicht, brauchen also auch nicht entgast zu sein. Nach dieser Vorbehandlung wurde der Wolframfaden angeheizt und die Entgasung von Gitter und Anode durch Elektronenbombardement fortgesetzt bis zur Gitterspannung 440 Volt (Gitterstrom etwa 250 mA) und der Anodenspannung 1000 Volt.

#### Messungen

Es wurde zunächst mit einem Zeigergalvanometer von der Empfindlichkeit  $3 \cdot 10^{-7}$  Amp./Skt. als Indikatorinstrument am Thermokreuz gearbeitet. Dazu mußte das Lechersystem so stark erregt werden, daß infolge der hohen Feldstärke im Versuchskondensator die Elektronen so große Schwingungen ausführten, daß sie auf die Platten auftrafen. Dies machte sich an einem Rückgang des Elektronenstromes nach der Anode bemerkbar. Bei den folgenden Messungen wurde daher das Lechersystem so schwach erregt, daß eine Beeinflussung des Anodenstromes nicht mehr festzustellen war. Als Indikatorinstrument wurde jetzt ein Spiegelgalvanometer von der Empfindlichkeit  $2 \cdot 10^{-9}$  Amp./Skt. benutzt.

Zur Ermittlung der Resonanzeinstellung  $l$  auf dem Lechersystem wurde immer die ganze Resonanzkurve aufgenommen. Um Wellenlängenschwankungen des Senders auszuschalten,

wurde die Einstellung ohne Elektronen vor und nach jeder Messung bestimmt. Waren beide verschieden, was allerdings selten vorkam, so wurde die Messung verworfen. Die Anodenspannung betrug immer 500 Volt. Die Variation der Elektronendichte wurde durch Änderung der Gitterspannung vorgenommen. Die Fig. 8 zeigt zunächst eine Messung, die bei schlechtem Vakuum (etwa  $\frac{1}{100}$  mm Hg) vorgenommen wurde,

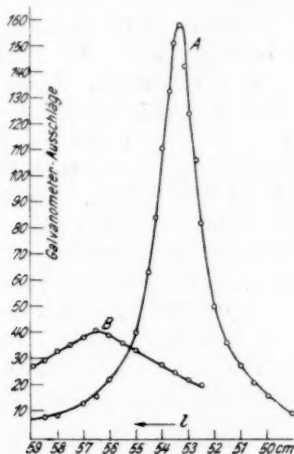


Fig. 8

während in der Röhre Glimmlicht auftrat. Die Versuchsbedingungen ähneln also denen der van der Poolschen Messungen. Als Ordinaten sind in der Fig. 8 sowie in den folgenden Kurven der Fig. 9a—e die Ausschläge des Galvanometers aufgetragen, als Abszissen die dazu gehörigen Stellungen des Lechersystemschlittens. Die stark gedämpfte Kurve B in Fig. 8 zeigt gegen die Kurve A (Ionendichte 0) eine Verschiebung um 3,1 cm in der Richtung der Verkleinerung der Dielektrizitätskonstante, also einen Effekt derselben Größenordnung, wie er von van der Pool gemessen wurde.

In den Kurven der Fig. 9a—e sind die Messungsergebnisse bei verschiedener Elektronendichte im Kondensator und bei verschiedenen Wellenlängen wiedergegeben. Die Lage der

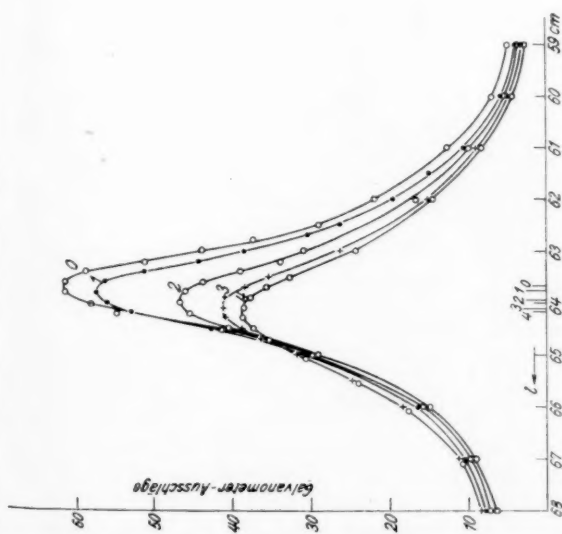


Fig. 9a

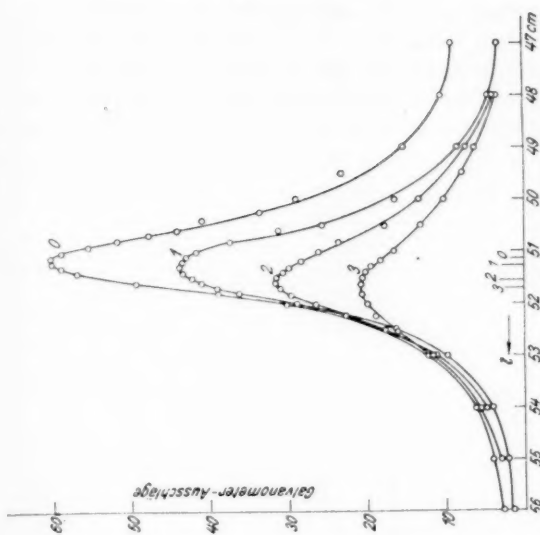
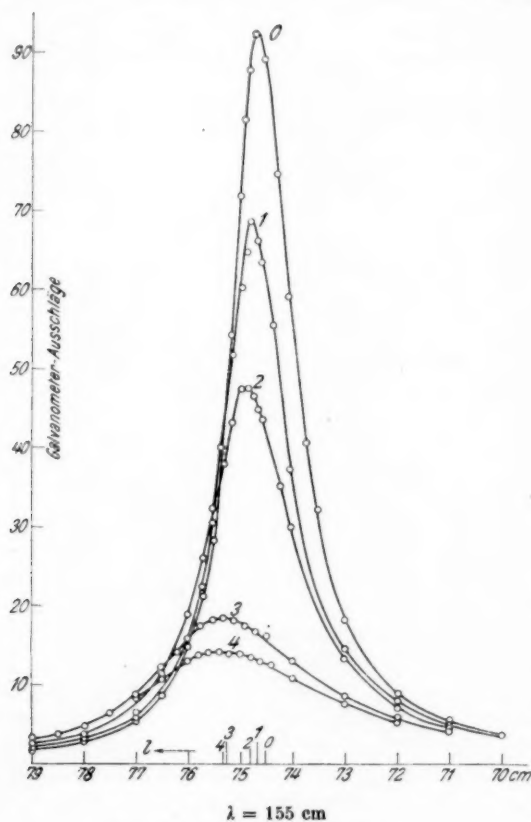


Fig. 9b

Resonanzkurvenmaxima ist auf der Abszissenachse durch vertikale Striche angegeben. Der Gang der Verschiebung der Resonanzeinstellung gegenüber der Resonanzeinstellung bei der Elektronendichte 0 ergibt deutlich eine zunehmende Verkleine-

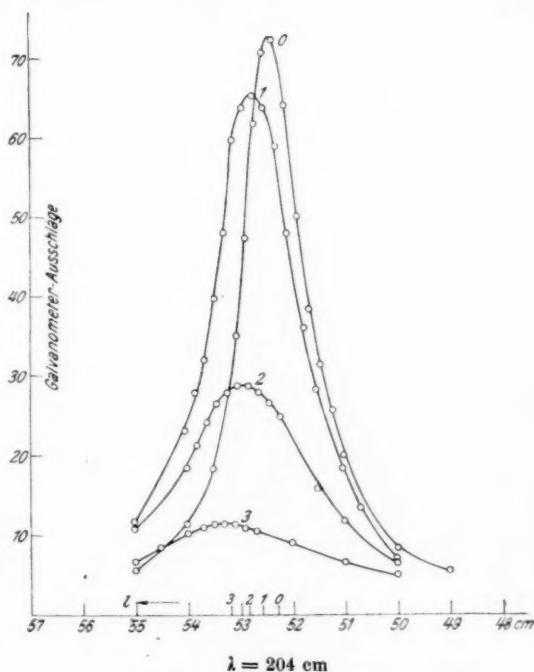


$\lambda = 155 \text{ cm}$		
Kurve 0: Elektronendichte 0		
" 1:	"	$0,75 \cdot 10^7$
" 2:	"	$1,63 \cdot 10^7$
" 3:	"	$2,5 \cdot 10^7$
" 4:	"	$3,3 \cdot 10^7$

Fig. 9c

rung der Dielektrizitätskonstanten mit wachsender Elektronendichte im Kondensator.

Diese ist allerdings kleiner als bei dem vorher beschriebenen in Fig. 8 dargestellten Versuch, da die Glimmentladung eine wesentlich höhere Ionen- bzw. Elektronendichte lieferte.



Kurve 0: Elektronendichte 0

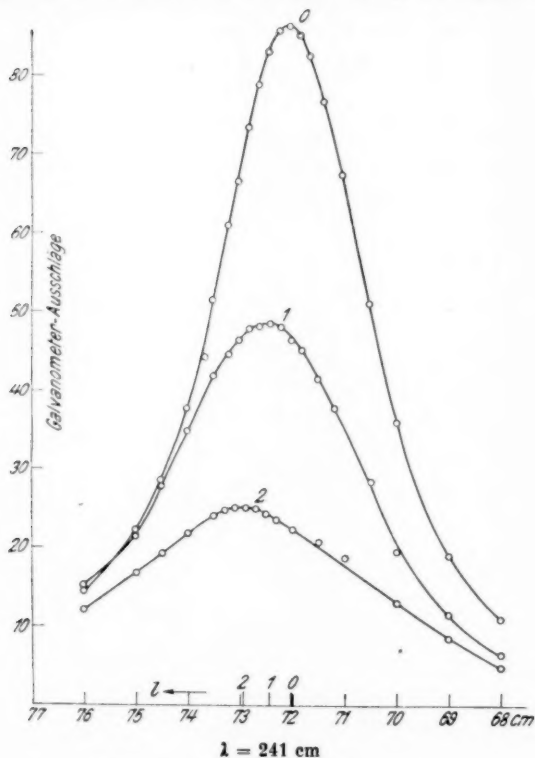
" 1:	"	$0,57 \cdot 10^7$
" 2:	"	$1,1 \cdot 10^7$
" 3:	"	$1,56 \cdot 10^7$

Fig. 9d

Messungen mit entsprechend hohen Elektronendichten ließen sich jedoch infolge der auftretenden großen Absorption, auf die weiter unten noch eingegangen wird, nicht ausführen. Die nachstehende Tabelle zeigt zusammenfassend die gemessenen

und die errechneten Verschiebungen  $D = l' - l$  für verschiedene Elektronendichten und Wellenlängen.

$l'$  ist die Einstellung auf dem Lechersystem bei der Anwesenheit von Elektronen im Meßkondensator,  $l$  die Einstellung



Kurve 0: Elektronendichte 0

„ 1: „  $0,57 \cdot 10^7$

„ 2: „  $1,1 \cdot 10^7$

Fig. 9e

ohne Elektronen.  $l$  bzw.  $l'$  sind berechnet aus den für diese Meßmethode von Drude angegebenen Formeln:

$$\cotg \frac{2\pi l}{\lambda} = b \quad \text{für } \sigma = 0$$



$\lambda$ in cm	Verschiebung $D$ in mm		Berechnete Elektronendichte	Prozentuale Fehler %
	berechnet	gemessen		
103	0,8	0,5	$1,1 \cdot 10^7$	-37,5
103	1,7	2	$2 \cdot 10^7$	+17,5
103	2,6	2,8	$3,1 \cdot 10^7$	+ 7,7
103	2,8	3,4	$3,65 \cdot 10^7$	+21,4
108	1,3	1	$1,1 \cdot 10^7$	-23
118	2,8	2,7	$2 \cdot 10^7$	- 3,6
118	3,5	4,1	$2,9 \cdot 10^7$	+17,1
118	4,1	4,5	$3,37 \cdot 10^7$	+ 9,8
141	2,1	1,5	$1,1 \cdot 10^7$	-28,6
141	3,5	4	$1,77 \cdot 10^7$	+14,3
141	5,8	5,7	$2,86 \cdot 10^7$	+ 1,75
155	1,9	1,5	$0,75 \cdot 10^7$	-21
155	4,3	3	$1,63 \cdot 10^7$	-30,2
155	6,7	7,5	$2,5 \cdot 10^7$	+11,9
155	9	8,2	$3,3 \cdot 10^7$	- 8,9
165	1,8	1,7	$0,57 \cdot 10^7$	- 5,6
165	3,5	2,9	$1,1 \cdot 10^7$	-17,1
165	5	5,4	$1,56 \cdot 10^7$	+ 8
165	6,6	5	$2 \cdot 10^7$	-24
165	7,9	6,5	$2,43 \cdot 10^7$	-17,6
175	2,1	1,5	$0,57 \cdot 10^7$	-28,7
175	4,1	4	$1,1 \cdot 10^7$	- 2,5
175	5,4	4,5	$1,56 \cdot 10^7$	+20
175	7,9	6	$2 \cdot 10^7$	-24
194	2,8	2,5	$0,57 \cdot 10^7$	-10,7
194	5,5	5	$1,1 \cdot 10^7$	- 9,1
194	7,4	8,5	$1,47 \cdot 10^7$	+14,9
204	3,1	2,6	$0,57 \cdot 10^7$	-16,1
204	6,2	5,5	$1,1 \cdot 10^7$	-11,3
204	8	9	$1,55 \cdot 10^7$	+12,5
241	5	4	$0,57 \cdot 10^7$	-20
241	9,8	9	$1,1 \cdot 10^7$	- 8,9

und

$$\cotg \frac{2\pi V}{\lambda} = \varepsilon_1 \cdot b$$

$$b = 4 \ln \frac{d}{r} \cdot 2\pi \frac{C}{\lambda} \quad \left( \begin{array}{l} d = \text{Abstand} \\ r = \text{Radius} \end{array} \right) \text{ der Lecherdrähte}$$

wobei die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_1$  nach der Larmorschen Formel berechnet wurde. Die Bestimmung der darin eingehenden Elektronendichte sowie die Berechnung der Kondensatorkapazität  $C$  soll später diskutiert werden.

Man sieht aus der Tabelle, daß die größte Abweichung von der errechneten Verschiebung etwa 30 Proz. beträgt.

Die Abhängigkeit der gemessenen Verschiebung von der Wellenlänge bei konstanter Elektronendichte, also die Dispersion

läßt sich am besten für den Fall der Dichte  $1,1 \cdot 10^7$  verfolgen. Für diese Dichte ist in Fig. 10 die berechnete Dispersionskurve (Kurve *a*), also die Abhängigkeit der berechneten Verschiebungen von der Wellenlänge gezeichnet.

Die gemessenen Punkte liegen etwas tiefer. Das ist aus später zu erörternden Gründen zu erwarten. Die Meßpunkte

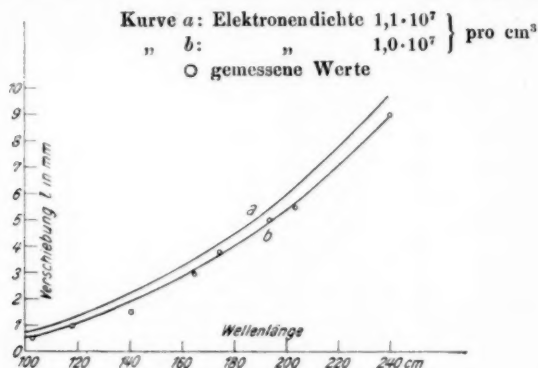


Fig. 10

schließen sich besser der Kurve *b* an, die die berechnete Dispersionskurve für die etwas kleinere Elektronendichte  $1 \cdot 10^7$  darstellt. Der theoretische Gang der Dispersion wird aber jedenfalls durch die gemachten Messungen recht gut wiedergegeben.

#### Diskussion der Messungen und Fehlerbetrachtungen

Um den Einfluß der noch vorhandenen Ionen auf die Messung abzuschätzen, wurde der Ionenstrom gemessen. Es ergab sich, daß bei einem Anodenstrom von 10 mA ein Ionenstrom von etwa  $1 \cdot 10^{-5}$  Amp. floß, während ein Druck von  $2 \cdot 10^{-5}$  mm Hg gemessen wurde. Bei der höchsten benutzten Belastung der Röhre ließ sich nur ein Vakuum von  $1 \cdot 10^{-4}$  mm Hg erreichen. Der gemessene Ionenstrom betrug etwa  $1,5 \cdot 10^{-4}$  mA. Da der Effekt der Ionen bei gleicher Dichte etwa 2000mal kleiner ist als der der Elektronen, so darf der Beitrag der Ionen sicher vernachlässigt, und lediglich der Einfluß der Elektronen der Berechnung zugrunde gelegt werden.

Die freie Weglänge der Elektronen ist bei diesem Vakuum groß (etwa 1 m) gegen ihre Schwingungsamplituden, so daß ohne merklichen Fehler die Larmorsche Formel zur Berechnung von  $\epsilon_1$  angewendet werden darf, bei der ja, wie oben erwähnt, die Reibungskonstante  $f$  vernachlässigt ist.

Es fragt sich nun, welche mittlere Geschwindigkeit zur Errechnung der Dichte anzusetzen ist. Die Fig. 11 zeigt die Abhängigkeit der Elektronengeschwindigkeit von der durchlaufenen Spannung bis zu 500 Volt.

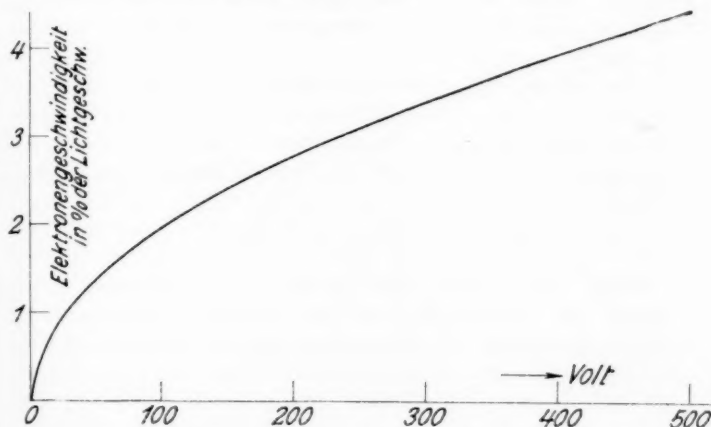


Fig. 11

Die Kurve verläuft in ihrem oberen Teil fast geradlinig. Da das Gitter bei den Messungen Spannungen von 100 bis 300 Volt gegen den Heizfaden hatte, liegen die Elektronengeschwindigkeiten im Kondensator bereits auf dem geradlinigen Ast der Kurve. In erster Näherung kann dann als mittlere Geschwindigkeit das arithmetische Mittel zwischen Anfangs- und Endgeschwindigkeit im Kondensator angenommen werden. Der gemachte Fehler beträgt maximal 5 Proz. Hierbei wird der Spannungsabfall Anode-Gitter als gleichmäßig vorausgesetzt. In Wirklichkeit wird durch den Kondensator eine Feldverzerrung entstehen, die den obigen Fehler verkleinert. In demselben Sinne wirken auch Zusammenstöße von Elek-

tronen mit Molekülen, sowie im Kondensator entstehende Sekundärelektronen. Für beide ist die Geschwindigkeit geringer, die Dichte also höher anzusetzen. Dieser Einfluß darf sich jedoch erst bei schlechtem Vakuum bemerkbar machen. Bei der Berechnung der Elektronendichte wurde daher immer das erwähnte arithmetische Mittel zwischen der Elektronengeschwindigkeit am Gitter und an der Anode angesetzt.

Ein zweiter Fehler liegt möglicherweise darin, daß einzelne Elektronen außen um den Kondensator herumfliegen, also für die Berechnung der Dichte nicht angesetzt werden dürfen. Dieser Fehler wird aber auch 5 Proz. kaum überschreiten.

Ein größerer Fehler kommt hinein durch die Berechnung der Kapazität des Meßkondensators. Die Größe desselben läßt sich errechnen aus der Resonanzeinstellung auf dem Lechersystem. Nach der bereits oben angeführten Drudeschen Formel ist

$$\cotg \frac{2\pi l}{\lambda} = 4 \ln \frac{d}{r} \cdot \frac{2\pi C}{\lambda} = b.$$

Hierin sind  $l$ ,  $d$ ,  $r$  und  $\lambda$  meßbar und  $C$  läßt sich berechnen. Bei Abwesenheit von Gitter und Anode wurde  $C = 1,52$  cm gemessen. Die Berechnung des Kondensators aus seinen geometrischen Dimensionen lieferte den Wert 1,36. Der letztere muß selbstverständlich kleiner sein, da die Verdickungen und Schrauben zur Befestigung des Kondensators bereits eine Kapazität besitzen, die auf dem Lechersystem mitgemessen wird. Es wird also ein Teil der nach der angegebenen Methode gemessenen Kapazität unwirksam sein. Die Sachlage wird dadurch noch ungünstiger, daß die Anwesenheit von Gitter und Anode die Kapazität des Kondensators stark beeinflussen. Die dann gemessene Kapazität betrug  $C = 1,85$  cm. Diese zusätzliche Kapazität wird jedoch zum größten Teil als wirksam anzusetzen sein, so daß im wesentlichen nur die Kapazität  $1,52 - 1,36 = 0,16$  cm unwirksam ist. Setzt man also die volle Kapazität  $C = 1,85$  cm in Rechnung, so wird der entstehende Fehler etwa 10 Proz. betragen.

Nach den obigen Schätzungen ist zu erwarten, daß die gemessenen Verschiebungen 15–20 Proz. zu klein ausfallen werden. Es überlagern sich jedoch nach beiden Seiten die Fehler

die durch falsche Ermittlung von  $l$ , sowie durch Spannungs- und Stromschwankungen entstehen können. Berücksichtigt man auch den hierdurch entstehenden Fehler, so liegen die in der Tabelle angegebenen Messungen innerhalb der geschätzten Fehlergrenzen.

An den angeführten Resonanzkurven fällt noch auf, daß auch durch die Elektronen eine beträchtliche Absorption bewirkt wird. In Anbetracht der großen freien Weglänge bei dem benutzten Vakuum ist, wie bereits erwähnt, ein geringerer Verlust zu erwarten. Hierzu ist zu bemerken, daß das natürlich nur gilt für den Idealfall, daß die Elektronen frei in dem Kondensator schweben und die Schwingungsamplituden der Elektronen im Kondensator so klein sind, daß kein Elektron auf die Kondensatorplatten auftrifft und dort Schwingungsenergie in Form von Wärme abgibt. In Wirklichkeit bleibt jedes Elektron, da es nach der Anode hin beschleunigt ist, nur während ganz weniger Schwingungen im Kondensator und fliegt dann unter irgendeinem Winkel gegen die Richtung Kathode—Anode aus dem Kondensator heraus. Würde die Anode sehr weit vom Kondensator entfernt sein und die Kraftlinien des Kondensators nicht beeinflussen, so dürfte keine Entziehung von Schwingungsenergie aus dem Kondensatorfelde durch das herausfliegende Elektron stattfinden. Nun wird aber die Kapazität des Kondensators durch die Nähe der Anode beeinflußt, d. h. es müssen Kraftlinien von den Kondensatorplatten nach der Anode verlaufen. In dieses verzerrte Kraftlinienfeld fliegt das Elektron hinein und wird darin noch zu Schwingungen angeregt. Prallt es dann auf die Anode auf, so kann es vorkommen, daß es Schwingungsenergie in Form von Wärme an die Anode abgibt. Dieses Aufprallen der Elektronen auf die Anode ist dann gewissermaßen gleichbedeutend mit einem Zusammenstoß mit einem Molekül im Sinne der Salpeterschen Formel. Hiergegen sind die wirklich im Kondensatorraum stattfindenden Zusammenstöße zu vernachlässigen. Der ungünstigste Fall wäre nur der, daß jedes Elektron tatsächlich Schwingungsenergie an die Anode abgibt, was natürlich keinesfalls immer der Fall ist. Diese ungünstigste Stoßzahl  $S$  eines Elektrons pro Sekunde, ergibt sich als Quotient der Gesamtzahl der in der

Sekunde hindurchfliegenden und der Zahl der dauernd im Kondensator befindlichen Elektronen. Hieraus folgt nach Salpeter eine gewisse Leitfähigkeit und daraus der Widerstand  $R$ , der zu  $C$  parallel geschaltet zu denken ist. Der Einfluß von  $R$  auf  $l$  ergibt sich aus der für  $\sigma \neq 0$  geltenden Drude'schen Formel

$$\operatorname{tg} \frac{4\pi l}{\lambda} = \frac{2b}{a^2 + b^2 - 1},$$

wo

$$a = \ln \frac{d}{r} \cdot \frac{c}{R} \quad (c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm})$$

und

$$b = 4 \ln \frac{d}{r} \cdot 2\pi \frac{C}{\lambda}$$

ist.

Die durch  $R$  bestimmte Größe  $a$  erlangt im Nenner der Gleichung für  $l$  um so eher Gewicht, je kleiner  $b$  ist, d. h. wenn man von der Kapazität  $C$  absieht, je größer die Wellenlänge ist. Läßt sich also zeigen, daß der Einfluß des  $R$  bei der längsten benutzten Welle vernachlässigbar ist, so muß das für die kurzen Wellen erst recht der Fall sein. Die Fig. 12 zeigt die Abhängigkeit der Resonanzeinstellung  $C$  von  $R$  für die Welle  $\lambda = 241 \text{ cm}$ . Man sieht, daß ein wesentlicher Einfluß erst auftreten kann, wenn  $R$  den Wert 4000 Ohm unterschreitet. Die größte Elektronendichte, bei den Messungen mit der Wellenlänge 241 cm betrug  $1,1 \cdot 10^7$  bei einem Anodenstrom vom 10 mA. Hieraus errechnet sich in der angegebenen Weise die Stoßzahl  $S = 3,5 \cdot 10^8$ , was nach den Salpeterschen Formeln unter Zugrundelegung der Daten der Apparatur einem Widerstand von  $R = 30000 \text{ Ohm}$  entspricht. Zu einer weiteren rohen Abschätzung kann man durch einen Vergleich der Dämpfungsdekrementen der Resonanzkurven ohne und mit Absorption kommen.

Wenn man, was natürlich in Strenge nicht erlaubt ist, das Lechersystem als quasistationären Schwingungskreis auffaßt, so kann für das Zusatzdekrement  $\mathcal{D}$ , das bei der Parallelschaltung eines Widerstandes  $R$  zu einer Kapazität  $C$  auftritt, die Formel<sup>1)</sup>

$$\mathcal{D} = \frac{1500 \lambda_m}{C_{\text{cm}} \cdot R_{\text{Ohm}}}$$

1) Vgl. Rein-Wirtz, Radiotelegr. Praktikum, 3. Aufl., S. 190.

anwenden. Wenn man das Zusatzdekrement aus den gemessenen Kurven entnimmt, so ist außer  $R$  alles bekannt. Auch hieraus ergibt sich ein dämpfender Widerstand der Größenordnung 30000 Ohm. Dieser nach zwei unabhängigen Methoden errechnete Wert ist aber so groß, daß er mit

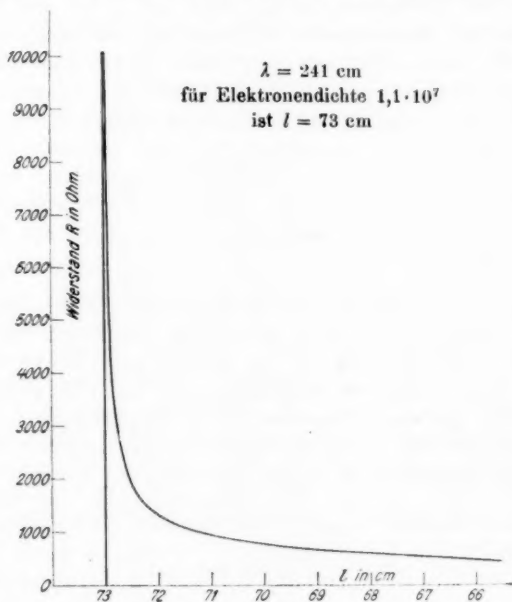


Fig. 12

Sicherheit bei der Errechnung der Verschiebung zu vernachlässigen ist.

Die Stoßzahl  $S$  geht auch in die Salpetersche Formel für  $\epsilon_1$  ein, die den Ausdruck  $\omega^2 + S^2$  an Stelle von  $\omega^2$  allein enthält. Setzt man hier den errechneten ungünstigsten Wert für  $S$  ein, so können sich bei den längeren benutzten Wellen für  $\epsilon_1$  Fehler bis zu 20 Proz. ergeben. Es kann aber für  $\epsilon_1$  nicht gleichgültig sein, ob die Stöße wirklich im Kondensator stattfinden, oder ob die Schwingungsenergie hinausgetragen wird. Man begeht also wohl doch keinen sehr

großen Fehler, wenn man zur Berechnung der Dielektrizitätskonstanten die Larmorschen Formeln benutzt und damit also den Einfluß der Stöße vernachlässigt.

#### Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird mit Hilfe der zweiten Drudeschen Methode die Veränderung der Dielektrizitätskonstanten eines sehr verdünnten Gases durch die Anwesenheit von Elektronen experimentell nachgewiesen. Es ergibt sich eine Verkleinerung, die mit steigender Elektronendichte zunimmt. Soweit sich quantitative Messungen vornehmen lassen, wurde der Absolutwert der Dielektrizitätskonstanten in Übereinstimmung mit der Theorie gefunden. Der Gang der Dispersion wurde ebenfalls gemessen. Auch er stimmt mit der Theorie überein.

Die obige Arbeit wurde im Jahre 1927/28 im Physikalischen Institut der Universität Breslau fertig gestellt. Hrn. Prof. Dr. Cl. Schaefer sei an dieser Stelle für die bereitwillige Überlassung von Institutsmaterial und für sein stetes anregendes Interesse besonderer Dank ausgesprochen.

Ein Teil der Apparate wurde von der Helmholtz-Gesellschaft in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

Breslau, Physikal. Institut der Universität, im März 1929.

(Eingegangen 12. März 1929)



***Über die Höchstgeschwindigkeit lichtelektrischer  
Elektronen im selektiven Empfindlichkeitsbereich  
des Kaliums***

***Von Horst Teichmann***

(Mit 11 Figuren)

(Dissertation der Sächsischen Technischen Hochschule zu Dresden)

**I. Problemstellung**

Die Alkalimetalle, als deren typischer Vertreter für die folgenden Untersuchungen Kalium benutzt worden ist, weisen in einem bestimmten Spektralbereich, im selektiven Gebiet, ein vom normalen lichtelektrischen Effekt abweichendes Verhalten auf. Auch an Erdalkalimetallen konnte ein selektiver Effekt beobachtet werden (1). Während normalerweise der lichtelektrische Effekt mit wachsender Frequenz in monotoner Folge zunimmt — eine Tatsache, die noch in ungeklärt schroffem Widerspruch zum Quantenäquivalentgesetz steht, das eine Abnahme des lichtelektrischen Effektes nach kürzeren Wellenlängen erwarten läßt — tritt im selektiven Gebiet ein außerordentlich starkes Maximum der Elektronenemission auf. Die Lage dieses Maximums hängt vom Gaszustande des Kaliums ab. Fleischer (2) gelang es, zu zeigen, daß eine Entgasung des Kaliums eine Verschiebung des selektiven Maximums nach kurzen Wellenlängen mit sich bringt. In zwei weiteren Arbeiten stellte er fest, daß in vorgeschrittenem Entgasungszustande der lichtelektrische Effekt normal verläuft. Um dies zu erkennen, muß die Elektronenemission auf Einheiten des absorbierten Lichtes bezogen werden (3, 4). Gashaltiges Kalium liefert stets eine selektive lichtelektrische Elektronenemission. Die spektrale Lage dieses Gebietes hängt von der Art des absorbierten Gases ab. Für wasserstoffhaltiges Kalium liegt dieses Maximum bei  $436\text{ m}\mu$ , für sauerstoffhaltiges bei  $313\text{ m}\mu$ , wie bereits Wiedmann (5) angegeben hat. Dieses lichtelek-

trische Maximum kann demnach nicht allein durch ein Maximum der optischen Absorption erklärt werden.

Untersuchungen, die sich mit den besonderen Eigenschaften der selektiven Elektronenemission beschäftigen, brauchen sich daher nur auf das beim gashaltigen Kalium beobachtete Maximum zu beschränken.

Der auffallende quantitative Unterschied in der Elektronenemission läßt es wünschenswert erscheinen, auch qualitativen Unterschieden in der Geschwindigkeitsverteilung der lichtelektrischen Elektronen nachzuspüren. Die klassische Anschauungsweise, die den selektiven Effekt als ein Resonanzphänomen betrachtet, läßt ein ähnliches qualitatives Maximum in der Abhängigkeit der maximalen Elektronengeschwindigkeit von der Frequenz des eingestrahnten Lichtes erwarten. Die quantentheoretische Anschauung hingegen kennt keinen qualitativen Unterschied. Das geht am deutlichsten aus der auf der Lichtquantenhypothese beruhenden Gleichung Einsteins hervor, die ihrer Ableitung nach für den normalen und selektiven lichtelektrischen Effekt gleichzeitig gelten muß:

$$eV = h(\nu - \nu_0),$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $V$  die der maximalen Geschwindigkeit der Elektronen, der Höchstgeschwindigkeit, entsprechende Voltgeschwindigkeit und  $\nu$  bzw.  $\nu_0$  die Frequenz des auslösenden monochromatischen Lichtstrahles bzw. der langwelligen Grenze bedeutet.

Zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen stehen drei Methoden zur Verfügung. Belichtet man eine mit einem Elektrometer verbundene Metallplatte, so beobachtet man eine positive Aufladung. Aus dem gemessenen Potential läßt sich auf die Größe der Höchstgeschwindigkeit der Elektronen schließen. Messungen nach dieser Methode führten Elster und Geitel(6) an einer Kalium-Natriumlegierung aus. Sie stellten fest, daß die Zahl der austretenden langsamen Elektronen beim selektiven Effekt relativ zum normalen größer ist. Ein Nachteil dieser Meßmethode ist, daß bereits geringe Isolationsfehler das Ergebnis der Messung stark verfälschen. Im Jahre 1914 teilte Ramsauer(7) eine direkte magnetische Methode zur Bestimmung

der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung mit. Die aus der belichteten Platte austretenden Elektronen werden durch ein homogenes Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht auf ihrer Bewegungsrichtung stehen, auf eine kreisförmige Bahn von bekanntem Radius gezwungen. Durch Variation der magnetischen Feldstärke gelingt es mit Hilfe eines metallischen Blendensystems aus der austretenden Elektronenmenge die Elektronen auszusieben, die eine bestimmte Geschwindigkeit besitzen. Wolf (8) hat nach dieser Methode Messungen an einer Kalium-Natriumlegierung vorgenommen und dabei eine qualitative Übereinstimmung der normalen und selektiven Geschwindigkeitsverteilung gefunden. Er hat bei seiner Arbeit, die erschien, als die hier mitgeteilten Untersuchungen erst den ersten Teil der technischen Schwierigkeiten überwunden hatten, sehr mit der dauernden Abgabe von Gasresten zu kämpfen gehabt, die aus den zahlreichen Metallteilen im Vakuum langsam austraten, so daß alle zwei bis vier Stunden die Oberfläche der Kalium-Natriumlegierung erneuert werden mußte. Wegen der Unmöglichkeit, das metallene Blendensystem der Ramsauerschen Apparatur vollständig zu entgasen, und wegen der, wie Klemperer (9) zeigte, starken Fälschungen der Ergebnisse durch Elektronenreflexion in den Blendenkammern, sahen wir von vornherein von der Verwendung der magnetischen Methode ab und benutzten die auf Lenard (10) zurückgehende Gegen Spannungsmethode. Die belichtete Metallplatte ist mit einem Elektrometer verbunden. Eine Gegenelektrode, das „Netz“, fängt die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen auf. Das Netz erhält eine Reihe von Potentialen, welche die von der belichteten Platte kommenden Elektronen abbremsen. Trägt man die am Elektrometer gemessenen Ausschläge, die ein Maß der vorhandenen Elektronenmenge darstellen, als Funktion der an das Netz gelegten Spannung auf, so erhält man Kurven, deren Ordinaten ein Maß für die Zahl der Elektronen geben, deren Geschwindigkeiten von der Höchstgeschwindigkeit bis zu einer der betrachteten Netzspannung entsprechenden Geschwindigkeit herabreichen. Dabei besteht die Beziehung:

$$eV = \left(\frac{1}{2}\right) m v^2,$$

darin bedeuten:  $v$  die Geschwindigkeit,  $e$  die Ladung,  $m$  die Masse des Elektrons und  $V$  die an das Netz gelegte Spannung.

Die Fehlerquellen dieser Methode sind dreierlei Art. Infolge einer Elektronenreflexion am Netz werden Elektronen zur belichteten Elektrode zurückgeworfen. Man kann diesen Fehler dadurch auf ein Minimum beschränken, daß man dem Netz die Form einer Kugel gibt und die Belichtelektrode möglichst klein wählt. Die reflektierten Elektronen fliegen dann im allgemeinen an der belichteten Elektrode vorbei und werden an einer anderen Stelle des Netzes absorbiert. Das kugelförmige Netz bietet gleichzeitig den weiteren Vorteil, daß sämtliche lichtelektrisch ausgelösten Elektronen aufgefangen werden. Ein anderer Fehler ist folgender: Das auf die Belichtelektrode auffallende Licht, wird infolge der kristallinen Oberfläche in verschiedenen Richtungen reflektiert, gelangt so zum Netz und löst dort Elektronen aus. Da die angelegte Gegenspannung für diese Netzelektronen beschleunigend wirkt, gelangen diese auf die Belichtelektrode und erniedrigen deren Potential. Um diesen Fehler zu vermeiden, empfiehlt es sich, das Netz aus einem lichtelektrisch möglichst wenig wirksamen Metall herzustellen. Da ein Metall lichtelektrisch um so unempfindlicher ist, je elektronegativer es ist, vergrößert man den Fehler, der aus der dritten Quelle fließt, und der seine Ursache in dem Auftreten einer Kontaktpotentialdifferenz (K.P.D.) zwischen Netz und Belichtelektrode hat. Die obenerwähnten Geschwindigkeitsverteilungskurven müssen, wenn keine K.P.D. vorhanden ist, bei 0 Volt Netzspannung ihren konstanten Höchstwert erreichen (Sättigungsstrom), denn dann können alle Elektronen ungehindert an das Netz gelangen (vgl. chematische Fig. 1). Ist eine K.P.D. da, so macht sie sich in einer Verschiebung des Anfangspunktes der Sättigung der Geschwindigkeitsverteilungskurven bemerkbar. Mißt man gleichzeitig die K.P.D., so kann man diesen Fehler eliminieren. Millikan (11) verwendete diese Methode zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung bei Natrium und Lithium, deren Oberflächen er im Vakuum schabte. Er verzichtete auf ein zentrales Feld und benutzte als Auffangelektrode einen Faradayschen Käfig an Stelle einer Kugel. Die mit dem Schaben verbundene Unsauberkeit gestattete ihm nicht, seine Messungen auch auf das Kalium auszudehnen, da dessen Oberfläche nach der Berührung mit den Schabmessern lichtelektrisch unempfindlich wurde. Unter-

suchungen liegen weiterhin von H. E. Ives (12) vor, der Geschwindigkeitsmessungen an einer Zelle anstellte, deren beide Elektroden aus Kalium bestanden. Einzelheiten über seine Ergebnisse waren jedoch nicht zu erhalten.

Wir setzten uns daher zur Aufgabe, die Gegenspannungsmethode technisch so auszubilden, daß eine in bezug auf

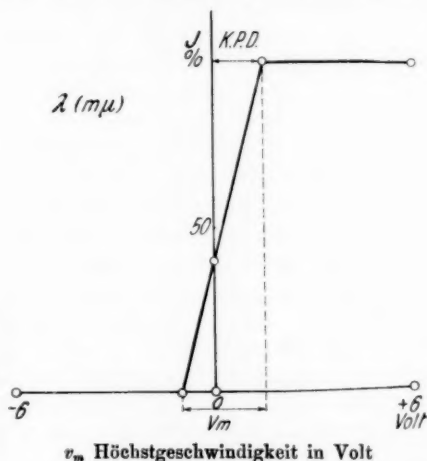


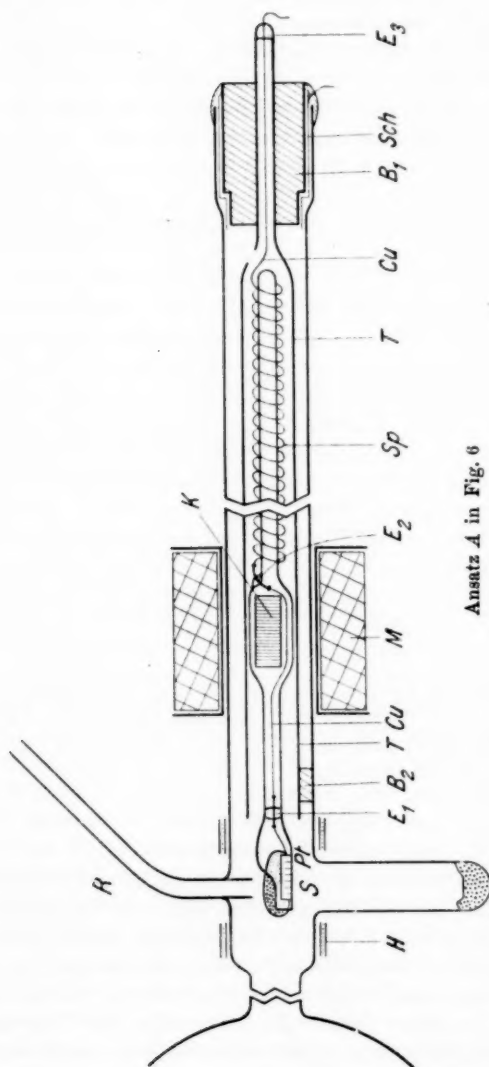
Fig. 1

Sauberkeit und Vermeidung von Fehlerquellen möglichst einwandfreie Untersuchung der Höchstgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen des selektiven Gebietes des Kaliums im Hochvakuum möglich ist.

## II. Versuchsanordnung

### 1. Die Vakuumapparatur

Zur Herstellung des Vakuums, das für die Destillation des Kaliums erforderlich ist, um dieses in der gewünschten Reinheit zu erhalten, und zur Evakuierung der Meßzelle dient eine Quecksilberdampfdiffusionspumpe, die auf ein Vorvakuum arbeitet, das eine Volmersche Quecksilberdampfstrahlpumpe erzeugt. Zu dieser Pumpe gehört anfangs eine Wasserstrahlpumpe als Vorpumpe, später kann sie auf zwei evakuierte Kolben von je 15 Liter Inhalt umgeschaltet werden. Im Hoch-



Ansatz A in Fig. 6

Fig. 2

vakuumteil ist auf die Verwendung weiter Glasrohre (22 mm) besonderer Wert gelegt, um die Sauggeschwindigkeit der Pumpe nicht unnötig herabzusetzen. Dort befindet sich ein Quecksilberabsperrrventil, ein Mc Leodsches Manometer (mit einer Empfindlichkeit von  $7,5 \cdot 10^{-7}$  mm Hg pro Millimeter überstehender Quecksilbersäule), eine weite Ausfrier tasche, die in flüssige Luft taucht, um die Quecksilberdämpfe auszufrieren, und die Meßzelle. Die vierstufige Glasvorlage für die Destillation des Kaliums ist auf der einen Seite durch das Rohr *R* (Fig. 2) an die Meßzelle angeschlossen, auf der anderen steht sie direkt mit der Hochvakuumleitung in Verbindung.

Die handelsüblichen Kaliumkugeln werden durch Schneiden auf einer Blechunterlage von ihrer Kruste befreit, dann in kleine Stücke geteilt, die sorgfältigst mit Filtrierpapier getrocknet in die erste Vorlage geworfen werden.

Nach dem Zublasen der Anordnung beginnt das Evakuieren. Die erste Vorlage wird durch einen elektrischen Ofen erhitzt, damit das Kalium schmilzt. Nach einstündigem Pumpen, nachdem die schweren Dämpfe, wie die des Petroleumäthers, die dem Kalium noch anhaften, weggepumpt sind, wird die Ausfrier tasche in flüssige Luft getaucht. Dann beginnt die Destillation in die zweite Vorlage. Die Destillation von einer Vorlage in die andere erfolgt in einem zeitlichen Abstand von 24 Std.; in der Zwischenzeit wird das Kalium durch ständiges, leichtes Erwärmen entgast.

Am dritten Tage nach dem Einfüllen ist das Kalium in der vierten Vorlage angelangt. Von dort aus wird es durch das Rohr *R* (Fig. 2) je nach Bedarf auf die Glasschaufel *S* getropft. Die Apparatur ist während der Hauptmeßperiode sechs Wochen Tag und Nacht in Betrieb gewesen. Um einer Zerstörung der Pumpen bei Defekten in der Kühlwasserleitung vorzubeugen, unterbricht ein vom Rückfluß des Kühlwassers betätigter Schalter die Stromzufuhr zu den elektrischen Heizöfen der Pumpen. Diese Vorrichtung hat während des Dauerbetriebes gute Dienste geleistet.

## 2. Konstruktion der Meßzelle

Den Anforderungen an Sauberkeit des Kaliums, Gasfreiheit der Elektroden und möglicher Fehlerlosigkeit ent-

sprechend gliedert sich die Zellenkonstruktion in drei Teile: eine Vorrichtung zur Einführung sauberen Kaliums in das Zentrum der Kugelzelle, eine andere zur Herstellung eines gasfreien, kugelförmigen Netzes im Vakuum und eine dritte zur Messung der K.P.D. zwischen Netz und Kaliumelektrode.

#### a) Einführung des Kaliums

Untersuchungen an einer Zelle, die der Ivesschen Konstruktion ähnelte, zeigten, daß es nicht empfehlenswert ist, auch das Netz aus Kalium herzustellen. Die durch das unvermeidliche, reflektierte Licht ausgelösten Netzelektronen verfälschen die Geschwindigkeitsverteilungskurven vollständig. Bei negativen Netzspannungen treten starke negative Ströme auf, während doch eigentlich Stromlosigkeit herrschen müßte. Wir sahen es daher als Hauptbedingung an, das Kalium, das durch mehrfache Destillation im Hochvakuum einer gründlichen Reinigung unterzogen wird, in kaltem Zustande in die Zelle zu bringen. Dann ist der Dampfdruck des Kaliums niedrig genug, um ein Empfindlichwerden des Netzes *fast* zu verhindern. Bekanntlich stellten Elster und Geitel (13, 6) bereits 1891 fest, daß auch bei Zimmertemperatur ein geringes Empfindlichwerden des Netzes durch Sublimation des Alkalimetalls auftritt. Durch die Justierung des optischen Teiles der Anordnung läßt sich der durch diese Erscheinung auftretende Fehler unter die Meßgrenze herabdrücken. Den bei der Destillation auftretenden Kaliumdampf hält man dadurch vom Netze fern, daß das Kalium etwa 12 cm von der Zelle entfernt auf eine Glasschaufel mit Platinboden getropft wird. Mit einer elektromagnetischen Vorrichtung kann man die Glasschaufel in den Mittelpunkt der Kugelzelle bringen, ohne — bei vorsichtiger Handhabung — das Netz der Kugelzelle mit Kaliumdampf zu verunreinigen. Die Fig. 2 läßt diesen Zellenteil erkennen.

Auf dem Boden der Glasschaufel *S* liegt das Platinblech *Pt*, das durch die Kupferleitung *Cu* über die Bronzespirale *Sp* mit dem Elektrometer in Verbindung steht. Bei  $E_{1,2,3}$  befinden sich Einschmelzstellen, an denen der Kupferdraht durch ein Stück Platindraht unterbrochen wird. Das Innere der Glasschaufel ist damit vom Zellenvakuum abgeschlossen, so daß der Eisen-



kern  $K$  das Vakuum durch Abgabe von Gasresten nicht beeinflussen kann. Die Glasschaufel gleitet in dem als Träger dienenden Glasrohr  $T$ . Um ein Drehen der Schaufel während der Vorwärtsbewegung durch den Elektromagneten  $M$ , wie es leicht durch die Torsion der Kontaktspirale hervorgerufen werden kann, zu verhindern, besitzen Schaufel- wie Trägerrohr ovalen Querschnitt. Das ganze bewegliche System ist zwecks bester Isolation mit zwei Bernsteinstopfen  $B_1$  und  $B_2$  in den Zellenansatz mit weißem Siegelack eingekittet. Der Schutzzyylinder  $Sch$  aus dünnem Messingblech ist geerdet und umgibt den Bernsteinstopfen  $B_1$ . Er verhindert ein Überkriechen von Ladungen, die sich etwa auf dem Ansatzrohr bilden, auf die Elektrometerleitung. Diese sorgfältige Isolierung bewährt sich sehr gut. Es gelingt auf diese Weise die Gegenspannungskurven auf elektrostatischem Wege aus der Aufladung des Elektrometers zu bestimmen.

Das Kalium kann durch das Rohr  $R$  auf die Schaufel getropft werden. Um einem vorzeitigen Erstarren vorzubeugen, kann man das Ansatzrohr und die Schaufel durch einen elektrischen Ofen  $H$  etwas vorwärmen. Nach dem Erkalten wird die Schaufel in die Zelle hineingeschoben. Ein Vorteil der Vorrichtung ist, daß der Kaliumtropfen erneuert werden kann. Er wird zunächst durch vorsichtiges Erhitzen durch den Ofen  $H$  flüssig gemacht. Dann bewegt man die Schaufel ruckweise etwas hin und her, so daß der Tropfen in das Ansatzrohr  $C$  fällt. Auf diese Weise kann man bei genügendem Kaliumvorrat in den Destillationsvorlagen das Kalium beliebig oft auf der Schaufel erneuern. Vor dem Zusammenbau der Zelle werden alle Einzelteile sorgfältigst mit reinem Alkohol gesäubert. Trotzdem ist die an der Glasschaufel und am Platinblech anhaftende Gasschicht noch wirksam genug, um in der Regel den ersten Kaliumtropfen mit einer leichten, bläulichen Haut zu überziehen. Der erste Tropfen, der gewissermaßen auch das Rohr  $R$  mit auswäscht, indem er die Gasreste in sich aufnimmt, ist daher nie für Messungen verwendet worden. Man beseitigt ihn auf die oben angegebene Art. Die folgenden Kaliumtropfen zeigen nach dem Erstarren eine saubere, kristalline Oberfläche. Der Tropfen wölbt sich, wie das in Fig. 2 angedeutet ist, über den vorderen Rand der Schaufel hinaus.

Diese Wölbung wird belichtet, so daß die Elektronen ungehindert zum Netz fliegen können.

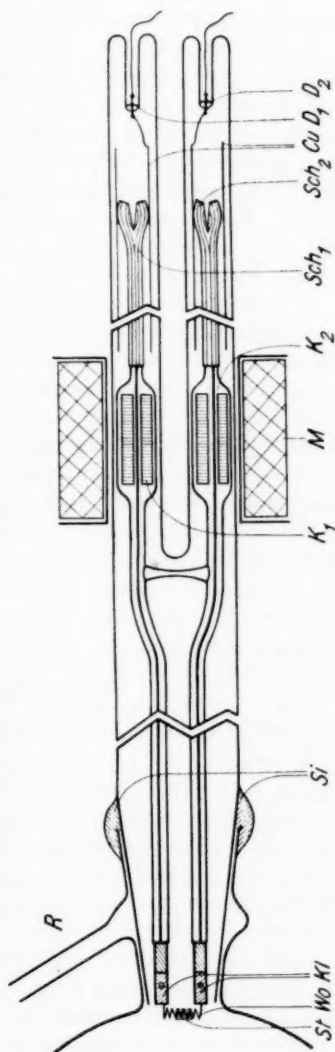
b) Herstellung einer möglichst gasfreien  
Auffangelektrode (Netz)

Die mannigfachen Einwände, die immer wieder gegen die Versilberung von Zellen durch Ausfällung aus einer der üblichen Lösungen erhoben werden, weil man über ihren Gasgehalt keine Aussagen machen kann, ließen es wünschenswert erscheinen, einen neuen Weg zur Herstellung des kugelförmigen Metallbeschlags zu beschreiten. Um eine weitgehende Gasfreiheit garantieren zu können, ist es am besten, diese Metallschicht nach vollständigem Zusammenbau der Zelle erst im Hochvakuum herzustellen. Diese Aufgabe läßt sich dadurch lösen, daß man im Mittelpunkt der kugelförmigen Zelle ein Metall verdampft, das sich als metallene Schicht auf der Zellenwand niederschlägt (14). Für diese Vorrichtung besitzt die Zelle einen weiteren Ansatz. Das Metall, das verdampft werden soll — Kupfer dient dazu — befindet sich in einer Wolframspirale, die auf elektromagnetischem Wege in den Zellenmittelpunkt gebracht werden kann. In Fig. 3 ist diese Vorrichtung gezeichnet.

Der Ansatz *B* ist durch einen Schliff mit der Zelle verbunden. Der Schliff ist in der Mitte unterbrochen, so daß irgendwelche Gasreste durch das Rohr *R* abgepumpt werden können. Eine Fettung des Schliffes ist durch sauberes Einkitten mit weißem Siegellack *Si* vermieden worden, da Fettdämpfe erfahrungsgemäß besonders schädlich auf das Kalium einwirken. Ein Hinweis darauf befindet sich in der oben erwähnten Arbeit von Elster und Geitel (12). Ein schädlicher Einfluß der Siegellackkittungen des Fensters, der Bernsteine und des Schliffes hat sich jedoch nicht gezeigt. Im Ansatz bemerkt man eine durch die in Glas eingebetteten Eisenkerne  $K_1$  und  $K_2$  und durch den Elektromagneten *M* bewegliche Verdampfungsvorrichtung. Der Glühstrom nimmt seinen Weg durch die Durchführungen  $D_1$  und  $D_2$  über die Schleifkontakte  $Sch_1$  und  $Sch_2$  (gebildet durch Messingröhren, die federnd in Kupferrohr gleiten) zur Wolframspirale *Wo*, in deren Mitte ein Stück Kupfer *St* durch eine kleine Verschränkung der Spirale Halt ge-

funden hat. Der Wolframdraht hat einen Durchmesser von 0,35 mm. Die Spirale ist auf Kupferdraht von 2 mm Durchmesser gewickelt. Ein 3 mm langes Stück dieses

Kupferdrahtes befindet sich in ihrer Mitte. Nach vollkommenem Zusammenbau der Zelle und Herstellung eines hohen Vakuums ( $p < 10^{-6}$  mm Hg) wird die Wolframspirale in die Zelle geschoben, der Glühstrom eingeschaltet ( $i_h = 2,5$  Amp.) und die Apparatur sich selbst überlassen. Nach etwa 5 Minuten bemerkt man einen leichten, grünlich durchscheinenden Niederschlag auf der Zellenwand. Das Kupfer ist flüssig geworden und hängt infolge der Oberflächenspannungskräfte als Kugel in der Wolframspirale. Der Niederschlag wird dichter und dichter, bis schließlich nach 20 Minuten das ganze Kupfer verdampft ist, und sich dem Auge eine schöne, saubere Kupferkugel darbietet. Damit hat die Verdampfungsvorrichtung ihren Zweck erfüllt und wird wieder in den Ansatz zurückgezogen.



Ansatz B in Fig. 6  
Fig. 3

Die Schwierigkeiten, die sich dem Ausbau dieses Verfahrens entgegenstellten, sind dreierlei Art.

Zuerst bereitete die Zuführung des Glühstromes Unannehmlichkeiten. Kontaktspiralen aus Bronze vertrugen den hohen Heizstrom nicht. Erst das Einsetzen von Schleifkontakten löste dieses Problem. Freilich hat man dann wieder Metallteile im Vakuum liegen. Die Feststellungen von Klumb (15) lassen jedoch diesen Kompromiß erträglich erscheinen. Dieser erkannte, daß größere kompakte Metallstücke nach längerem Pumpen keinen nachteiligen Einfluß auf die Güte des Vakuums ausüben.

Eine weitere Unannehmlichkeit ist, daß die verdampfenden Kupferatome alles beschlagen, was sich ihnen in den Weg stellt. Daher geht es auch nicht an, das plane Quarzfenster in der üblichen Art auf einem kurzen Ansatz der Zelle mit weißem Siegellack aufzukitten. Vorversuche zeigten jedoch, daß der Niederschlag scharf begrenzt wird, wenn man die Ansatzrohre gleich an der Anblasstelle an der Kugel etwas zusammenfallen läßt und damit eine Verengung des Querschnittes herbeiführt, wie das z. B. beim Anblasen eines Schliffes stets eintritt. Wählt man außerdem die Ansätze etwas länger als es sonst üblich ist, so ist die Gefahr eines Kupferniederschlags an unpassender Stelle behoben. Das 2,5 mm starke Quarzfenster, das einen Durchmesser von 45 mm besitzt, ist daher auf einem 21 cm langen Tubus aufgekittet, der sich zur Zelle hin kegelförmig verjüngt (Fig. 6). Die Ansätze weisen leichte Einengungen an den Anblasstellen auf.

Die größte Schwierigkeit bereitete die Herstellung eines Kontaktes der Kupferhaut mit der Platindurchführung, die die metallische Verbindung nach außen herstellt. Zunächst diente ein eng an die Zellwand geschmiegener Platindraht diesem Zwecke, wie es bei Verwendung eines Silberniederschlags üblich ist. Um den Kontakt nachprüfen zu können, erhielt die Zelle zwei einander gegenüberliegende Durchführungen. Eine Widerstandsmessung ergab für die Kupferhaut den außerordentlich hohen Widerstand von  $10^9$  Ohm. Ein mehrfaches, zeitraubendes Auseinandernehmen und Reinigen der Apparatur und eine Herstellung einer stärkeren Kupferschicht durch Ver-

dampfen einer größeren Menge Kupfers änderten nichts an diesem Sachverhalt. Durch Zufall stellte sich schließlich heraus, daß der runde Platindraht einen Schatten auf die Glaswand der Zelle wirft. In diesen Schattenraum fliegen die verdampften Kupferatome nicht hinein, so daß die dort liegende Berührungslinie Zellwand-Platindraht von der Kupferhaut isoliert bleibt bzw. nur durch einen ganz hohen Übergangswiderstand entsprechend einem ganz leichten Kupferanflug überbrückt wird. Als darin die Ursache des schlechten Kontaktes erkannt war, gelang es sofort, die Schwierigkeit zu überwinden. Den Kontakt vermittelt jetzt ein Streifen Platinblech, der bei  $A_1$  und  $A_2$  an die Zellenwand angeheftet ist (Fig. 4). Der Glasbläser muß sehr darauf achten, daß die Bleiglastropfen  $Tr_1$  und  $Tr_2$  flach ausgezogen werden, damit der Übergang Zellwand-Glastropfen-Platinblech ohne Schattenraum vor sich geht. Diese Anordnung hat sich ausgezeichnet bewährt. Der Widerstand ist sehr gering, er beträgt nur 0,062 Ohm.<sup>1)</sup>

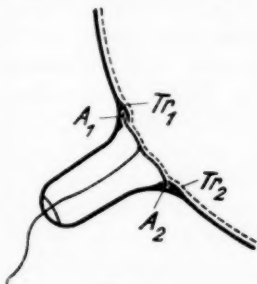


Fig. 4

Die Kupferelektrode wird, wie nochmals hervorgehoben werden soll, erst nach dem Zusammenbau der Zelle und eintägigem Evakuieren auf  $10^{-6}$  mm Hg hergestellt. Während des Verdampfungsprozesses steigt der Druck auf  $10^{-4}$  mm Hg an. Dies kann auf Gasabgabe seitens des geschmolzenen Kupfers und der gelbglühenden Wolframspirale zurückgeführt werden. Nach Abstellen des Glühstromes sinkt der Druck sofort wieder auf den oben angegebenen Wert. Die Zelle wird nicht wieder geöffnet, so daß der Kupferbeschlag lediglich die Gase absorbieren kann, die aus den unvermeidlichen

1) Verzichtet man auf das Anheften des Platindrahtes an die Glaswand, so genügt ein Draht mit breitgehämmertem Ende, wenn durch mehrmaliges Verkupfern eine genügend starke Kupferschicht hergestellt wird. Freilich muß dann die Zelle beim Einsetzen eines neuen Kupferstückes stets mit Luft gefüllt werden. Dieses Verfahren ist nur anwendbar, wenn auf äußerste Gasfreiheit der Kupferschicht kein Wert gelegt wird.

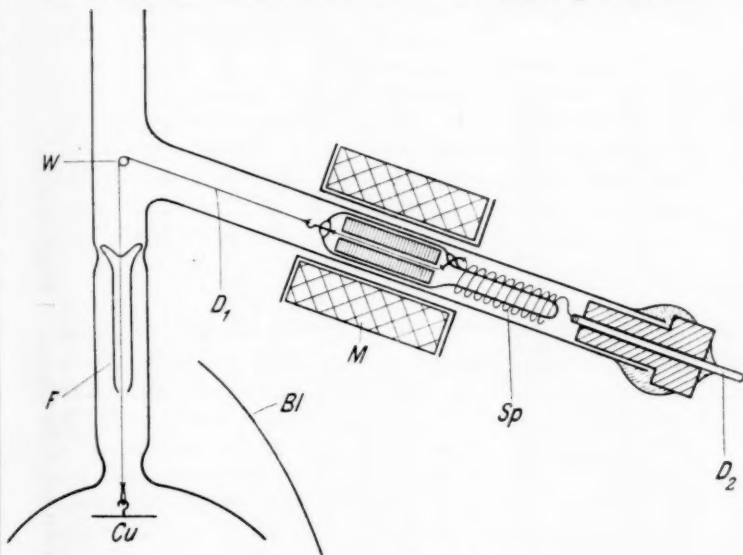
Metallteilen frei werden. Diese Methode der Elektrodenherstellung hat den Vorteil, gasfreiere Metallschichten zu liefern, als die üblichen Ausfällungsverfahren.

#### c) Kontaktpotentialmessung

Zur Messung der K.P.D. sollte ursprünglich eine von Becker (16) angegebene Methode Verwendung finden. Er mißt die K.P.D. dadurch, daß er einen von einer Glühkathode ausgehenden Elektronenstrom einmal durch ein Gegenfeld am Netz, dann durch ein Gegenfeld an der Belichtelektrode abbremst. Der Unterschied in der Abbremsspannung entspricht der K.P.D. Seine Messungen beziehen sich auf Aluminium als Belichtelektrode, dessen langwellige Grenze bei  $\lambda_0 = 359,6 \mu$  zu suchen ist. Es machte sich kein störender Einfluß durch Belichtung seitens der Glühelektrode bemerkbar. Bei den hier mitgeteilten Messungen am Kalium hingegen war es gerade dieser Umstand, der wieder auf die Thomson-Pellatsche Kompensationsmethode, wie sie etwa Vieweg (17) benutzte, zurückgreifen ließ. Die hierfür nötige Vorrichtung birgt ein dritter Ansatz (Fig. 5) an der Kugelzelle.

Die Kupferplatte  $Cu$ , die während des Verkupferungsprozesses eine gleiche Oberfläche erhielt wie die Wand der Zelle, kann mit Hilfe des eingeschmolzenen Eisenkernes  $K$  und des Elektromagneten  $M$  der im Mittelpunkt der Zelle befindlichen Kaliumelektrode genähert bzw. von ihr entfernt werden. Die metallische Leitung nach außen vermittelt der 0,2 mm starke Kupferdraht  $D_1$ , der gleichzeitig Aufhänge draht ist, die Spirale  $Sp$  und der stärkere Kupferdraht  $D_2$ , der durch einen Bernsteinstopfen führt. Die Neigung des seitlichen Ansatzes ist erforderlich, um das Gewicht der Kupferplatte zu kompensieren.  $W$  ist ein eingeschmolzener Glasstab, der eine Rolle ersetzt;  $F$ , ein Glasröhrchen, dient zur Führung des Aufhangedrahtes. Um die Zelle vor störenden elektrischen Einflüssen seitens des Magneten  $M$  zu schützen, der zum Bewegen der Platte hin und her geführt werden muß, ist der seitliche Ansatz mit einer geerdeten Stanniolhülle umgeben. Weiter ist die metallene Magnetspule geerdet, und ein geerdetes Eisenblech  $Bl$  soll die Zelle vor etwaigen magnetischen Störungen bewahren. Zur Messung

der K.P.D. wird das Netz an Erde gelegt, die Platte der Kaliumelektrode möglichst weit genähert, um nach Aufhebung des Erdschlüssels und der damit hergestellten Verbindung der Kaliumelektrode mit dem Elektrometer rasch entfernt zu werden. Beim Aufziehen des Kondensators tritt eine der Richtung des entstehenden Verschiebungsstromes entsprechende Aufladung des Elektrometers ein. Die Aufladung wird ver-



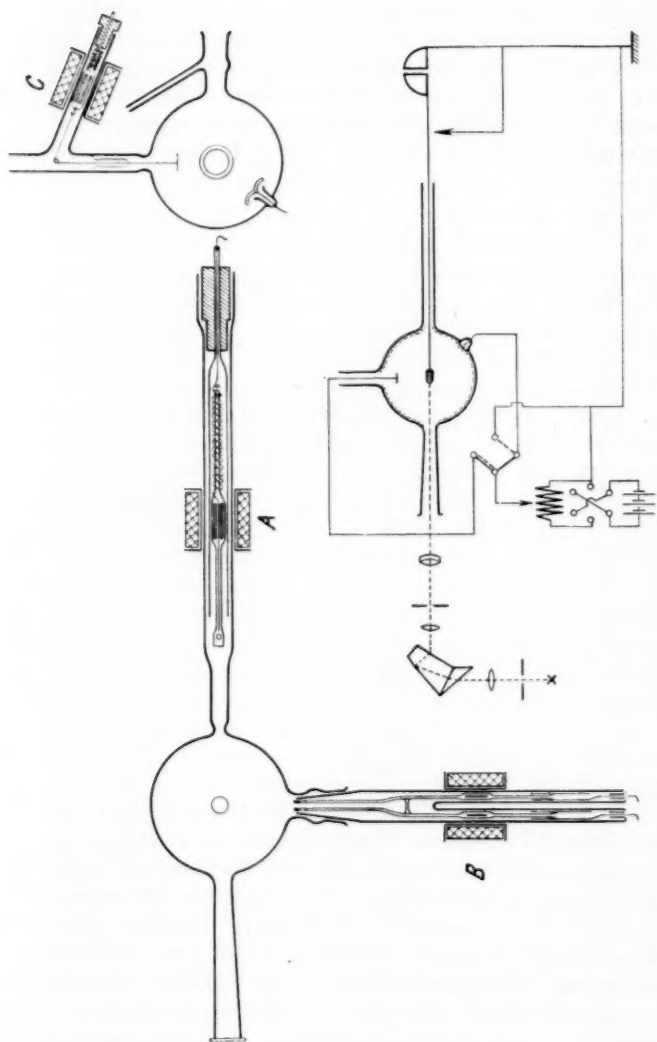
Ansatz C in Fig. 6

Fig. 5

schwinden, wenn beide Elektroden, Kupfer wie Kalium, das gleiche Potential besitzen. Durch Anlegen einer Reihe von Spannungen an die Kupferplatte läßt sich das Potential finden, das den Ausschlag kompensiert. Dann liegt an der Kupferplatte eine Spannung in der Größe der K.P.D. Kalium-Kupfer.

In Fig. 6 ist die gesamte Zelle im Grund- und Seitenriß gezeichnet und ein Schema der Schaltung gegeben. Die Bedeutung der Einzelteile geht aus den Figg. 2—5 hervor.<sup>1)</sup>

1) Für unermüdliche Mitarbeit bei der Ausführung der Zellenkonstruktionen habe ich Hrn. Glasbläsermstr. M. Möbius, Dresden-A 24, zu danken.



Schalterstellung: . . . K.P.D.-Messung  
 | Lichtelektrische Messung, . . .



## 3. Optische und elektrische Meßinstrumente

Die Belichtung der Kaliumelektrode erfolgt durch eine Quarzquecksilberlampe von Heraeus für 110 Volt, deren Licht ein Ultraviolettmonochromator von Fuess mit feststehenden Rohren und beweglichem Doppelprisma aus Quarz konstanter Ablenkung von  $90^\circ$  zerlegt. Ein Quarz-Flußspatachromat von 25 cm Brennweite erzeugt ein scharfes Spaltbild von 1—2 mm Länge auf der Oberfläche des Kaliums.

Die Zeit, die ein Quadrantenelektrometer nach Dolezalek zur Aufladung um 100 Skalenteile braucht, wird mit einer Stoppuhr festgestellt. Es läßt sich dann leicht die Anzahl der pro Sekunde durchlaufenen Skalenteile und damit ein willkürliches Maß für die lichtelektrisch ausgelöste Elektronenmenge angeben. Die Empfindlichkeit beträgt bei einem Skalenabstand von 2,60 m bei +10 Volt Nadelspannung 600, bei +120 Volt Nadelspannung 3800 Skalenteile pro Volt.

## III. Ergebnisse der Versuche

Nachdem das Kalium den oben beschriebenen Destillationsprozeß durchgemacht hat, wird die Diffusionspumpe abgestellt und unter einem Druck von  $3 \cdot 10^{-4}$  mm Hg das gashaltige Kalium auf die Schaufel getropft. An diesen Tropfen sind Höchstgeschwindigkeitsmessungen für die Wellenlängen  $\lambda = 436/405/365,5/313/302/280 \text{ m}\mu$  ausgeführt worden. Die Ergebnisse sind in der Tab. 1 und den dazugehörigen Kurven (Fig. 7) zusammengestellt. Eine parallelgehende Messung der K.P.D. ist nicht ausgeführt worden, weil der kleine Haken der senkbaren Kupferplatte durch die starke Erwärmung bei der Herstellung der Kupferschicht abgelötet war. Die Anordnung ist daraufhin wieder auseinander genommen worden. Nach dem Zusammensetzen konnten unter den gleichen Verhältnissen wie oben wieder Geschwindigkeitsmessungen angestellt werden. Die Resultate sind in Tab. 2 und Fig. 8 wiedergegeben. Auch hier fehlen die gesondert nach der Pellatschen Methode durchgeführten K.P.D.-Messungen. Diesmal riß der dünne Aufhängedraht.

Für  $\lambda = 436 \text{ m}\mu$  ließ sich durch die Justierung des optischen Teiles der Anordnung das Austreten von Elektronen

Tabelle 1

Nadelspannung: + 120 Volt Lampe: 2,65 Amp. 86 Volt

Netzspannung Volt	$\lambda = 436 \text{ m}\mu$	$\lambda = 365,5 \text{ m}\mu$	$\lambda = 313 \text{ m}\mu$	$\lambda = 280 \text{ m}\mu$
	$\frac{J}{\%}$	$\frac{J}{\%}$	$\frac{J}{\%}$	$\frac{J}{\%}$
+ 6,0	96,0	100,0	92,0	97,5
+ 4,0	—	100,0	—	100,0
+ 3,0	96,0	—	100,0	—
+ 2,0	—	100,0	—	92,5
+ 1,0	100,0	95,0	97,0	92,0
+ 0,5	100,0	95,0	—	88,0
+ 0,4	—	91,0	—	—
+ 0,3	—	91,0	—	—
+ 0,2	—	91,0	—	—
+ 0,1	—	82,0	—	—
0	83,0	80,0	80,0	77,0
- 0,1	—	73,0	—	—
- 0,2	—	65,3	—	—
- 0,3	12,0	54,0	—	—
- 0,4	—	—	—	—
- 0,5	—	34,0	59,0	49,5
- 0,6	2,2	26,7	—	—
- 0,7	—	13,9	—	—
- 0,8	—	11,1	—	—
- 0,9	—	7,4	—	—
- 1,0	1,3	3,1	25,6	38,8
- 1,1	—	0,6	—	—
- 1,2	—	—	14,6	—
- 1,3	—	—	8,4	30,4
- 1,4	—	—	4,6	—
- 1,5	—	—	0,6	26,4
- 1,7	—	—	—	18,9
- 1,8	—	—	—	7,4
- 2,0	- 1,7	—	- 16,0	0,06
- 2,1	—	—	—	0,81
- 2,6	—	—	—	- 3,15

aus dem Netz vollkommen vermeiden, wie bereits oben erwähnt wurde. Das ist besonders gut in Fig. 8b zu erkennen, die den Abfall der Geschwindigkeitsverteilungskurve zur negativen Voltachse hin zeigt. Die Empfindlichkeit des Elektrometers beträgt dort das sechsfache der bei den anderen Kurvenmessungen verwendeten. Nach einem abermals erneuten Aufbau der Zelle glückten auch die K.P.D.-Messungen. Sie sind in Tab. 3 und Fig. 9 wiedergegeben. Der Kaliumtropfen ist im höchsten Vakuum ( $p < 10^{-6}$  mm Hg) aufdestilliert worden. Nach diesen Messungen wurde der Druck auf etwa  $10^{-4}$  mm

Hg erhöht, so daß das Kalium noch mehr Gas aufnehmen konnte. Es ist weiterhin versucht worden, den Kaliumtropfen im Laufe der Zeit durch Abpumpen wieder zu entgasen. Die Werte und Kurven, die sich in Tab. 4 und Fig. 10 befinden, geben eine Meßreihe für die Linie  $\lambda = 436 \text{ m}\mu$  wieder, die

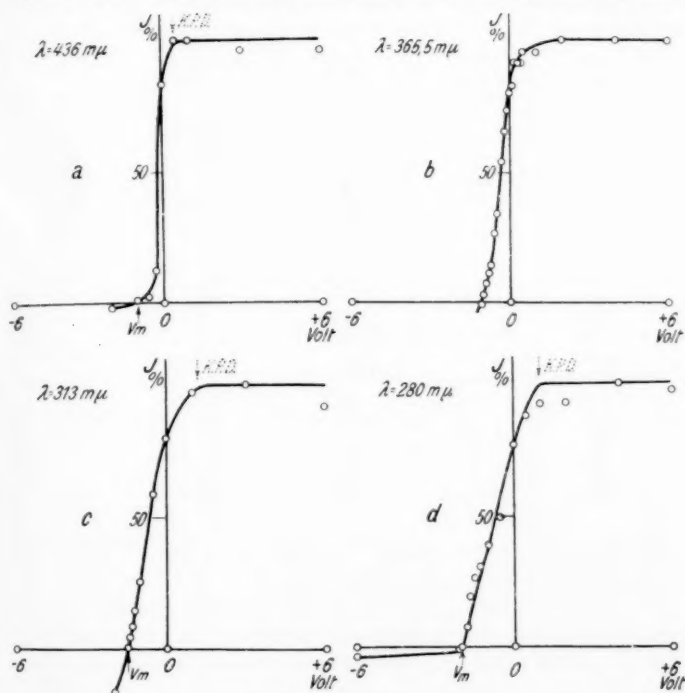


Fig. 7

sich über 5 Tage erstreckt. Man erkennt deutlich, daß die K.P.D. langsam zunimmt, je mehr das Kalium entgast wird. Diese Beobachtung deckt sich mit den Ergebnissen, die Kluge (18) und nach ihm Bennewitz (19) an Platinfolien erhalten haben. Sie fanden, daß die K.P.D. parallel der Höchstgeschwindigkeit mit wachsender Entgasung zunächst zunimmt, um bei weiterem Entgasen eine Abnahme zu zeigen. Wir

Tabelle 2

Nadelspannung: + 20 bzw. 120 Volt (E). Lampe: 2,60 Amp. 80 Volt

Netzspannung Volt	$\lambda = 436 \text{ m}\mu$	$\lambda = 436 \text{ (E) m}\mu$	$\lambda = 365,5 \text{ m}\mu$	$\lambda = 313 \text{ m}\mu$
	$\frac{J}{\%}$	$\frac{J}{\%}$	$\frac{J}{\%}$	$\frac{J}{\%}$
+ 6,0	100,0	—	100,0	100,0
+ 3,0	100,0	—	102,0	—
+ 2,0	100,0	—	101,0	92,0
+ 1,5	—	—	97,0	—
+ 1,0	95,5	—	94,0	—
+ 0,5	80,0	—	84,0	74,0
+ 0,25	63,2	—	—	—
0	36,5	100,0	65,0	65,5
— 0,12	—	50,8	—	—
— 0,25	13,2	22,7	—	—
— 0,35	—	5,3	—	—
— 0,45	—	1,5	—	—
— 0,50	1,8	—	23,0	50,3
— 0,60	—	1,2	—	—
— 0,90	—	0,4	—	—
— 1,0	0,3	—	—	28,1
— 1,2	—	0,2	—	—
— 1,5	—	0,01	4,8	—
— 1,8	—	0,65	—	—
— 2,0	—0,1	—	—2,1	—6,8
— 2,4	—	—0,4	—	—
— 3,0	—0,2	—0,6	—2,0	—
— 6,0	—0,4	—0,9	—4,2	—22,8

erkennen an Fig. 9 deutlich, wie sich auch beim Kalium die beiden Größen einem Maximum nähern.

Der gemessene Wert der K.P.D. stimmt, wie theoretisch zu erwarten ist, sehr sauber mit dem Punkt überein, den man erhält, wenn man den Sättigungswert und den ansteigenden Ast der Geschwindigkeitsverteilungskurve geradlinig bis zum Schnitt verlängert. Es dürfte daher kein allzu großer Fehler begangen werden, wenn die K.P.D. in den beiden zuerst mitgeteilten Meßreihen auf diese Art bestimmt wird. Aus den Kurven (Fig. 7—10) kann man die Werte für die maximalen Geschwindigkeiten, die Höchstgeschwindigkeiten, entnehmen. Sie sind in Tab. 5 zusammengestellt.

Zum Vergleich sind die aus der Einsteinschen Gleichung errechneten Werte angegeben. Dabei ist angenommen, daß die langwellige, lichtelektrische Grenze des Kaliums bei

$\lambda = 1000 \text{ m}\mu$  liegt. Es ist eine befriedigende Übereinstimmung der beobachteten mit den errechneten Werten zu bemerken.

Die Fig. 11 zeigt die Höchstgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz des bestrahlenden Lichtes. Die Aufstellung der Gleichung der Einsteinschen Geraden nach der

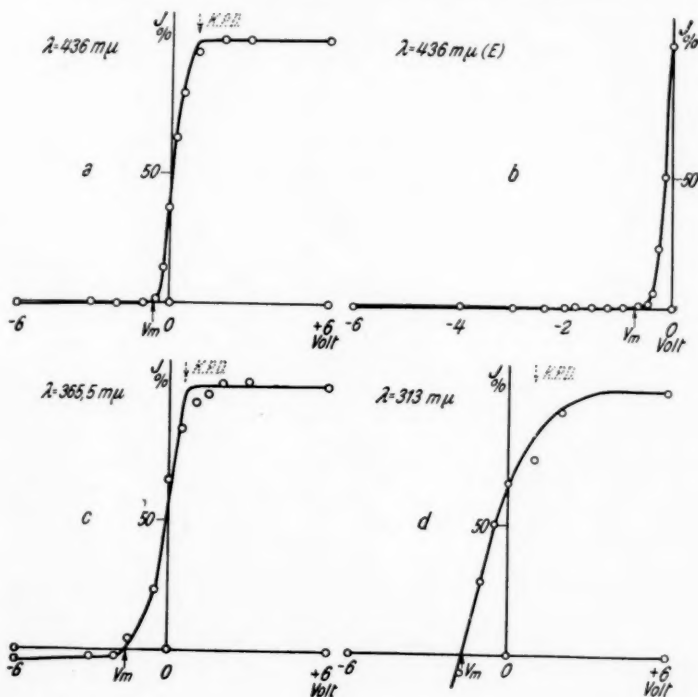


Fig. 8

Methode der kleinsten Quadrate stützt sich auf ein von P. Werkmeister (20) angegebenes Verfahren. Sie liefert für die langwellige, lichtelektrische Grenze des Kaliums den Wert:

$$\lambda_0 = (1060 \pm 60) \text{ m}\mu,$$

für das Plancksche Wirkungsquantum:

$$h = (6,21 \pm 0,24) \cdot 10^{-27} \text{ erg sec.}$$

Tabelle 3

Nadelspannung: +120 Volt; Lampe: 2,6 Amp. 80 Volt

Netz- spannung Volt	$\lambda = 436 \text{ m}\mu$	$\lambda = 405 \text{ m}\mu$	$\lambda = 365,5 \text{ m}\mu$	$\lambda = 313 \text{ m}\mu$	$\lambda = 302 \text{ m}\mu$
	$J$ %	$J$ %	$J$ %	$J$ %	$J$ %
+6,00	100,0	100,0	92,8	92,0	100,0
+3,00	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
+2,00	100,0	100,0	97,2	95,2	97,0
+1,50	92,6	—	—	—	—
+1,40	86,4	—	—	—	—
+1,30	78,6	—	—	—	—
+1,20	64,8	—	—	—	—
+1,10	52,0	—	—	—	—
+1,00	35,6	79,2	79,0	95,2	90,0
+0,90	14,2	—	—	—	—
+0,85	—	52,0	—	—	—
+0,80	6,2	—	—	—	—
+0,75	2,6	—	—	—	—
+0,70	1,0	20,8	—	—	—
+0,60	—	9,4	—	—	—
+0,55	—	8,6	—	—	—
+0,50	0,6	5,2	32,6	77,0	77,0
+0,25	—	0,8	12,2	64,0	60,4
+0,12	—	—	4,6	—	—
0	0,0	0,0	0,4	48,8	44,4
-0,25	—	0,0	0,0	30,8	—
-0,40	—	—	—	12,4	—
-0,45	—	—	—	6,6	—
-0,50	0,0	—	0,0	-2,2	11,0
-0,60	—	—	—	-3,0	6,7
-0,70	—	—	—	—	2,8
-0,80	—	—	—	—	1,1
-0,90	—	—	—	—	0,9
-1,00	0,0	0,0	0,0	-7,4	-1,3
-1,50	—	—	—	—	-4,4
-2,00	0,0	0,0	0,0	-14,6	-5,0
-3,00	0,0	0,0	0,0	-18,0	-8,0
-6,00	0,0	0,0	0,0	-30,0	-13,0

Gemessener }  
Wert  
der K.P.D. } +2,0    +1,8    +1,85    +1,7    +1,8

Der Absolutwert der K.P.D. läßt sich nach Einstein durch die Gleichung bestimmen:

$$K_{2,1} = \frac{h}{e} \cdot (\nu_{01} - \nu_{02}).$$

Darin bedeuten  $\nu_{01}$  und  $\nu_{02}$  die Frequenzen der langwelligen lichtelektrischen Grenzen der beiden Metalle. Setzt man die entsprechenden Werte für Kupfer und Kalium ( $\lambda_{0\text{Cu}} = 300 \text{ m}\mu$ ,

$\lambda_{0K} = 1000 \text{ m}\mu$ ) ein, so erhält man einen höheren Wert als die Messungen ergeben. Dieses Ergebnis läßt sich durch die unvermeidliche, spurenweise Verunreinigung des Kupfernetzes mit Kaliumdampf erklären.

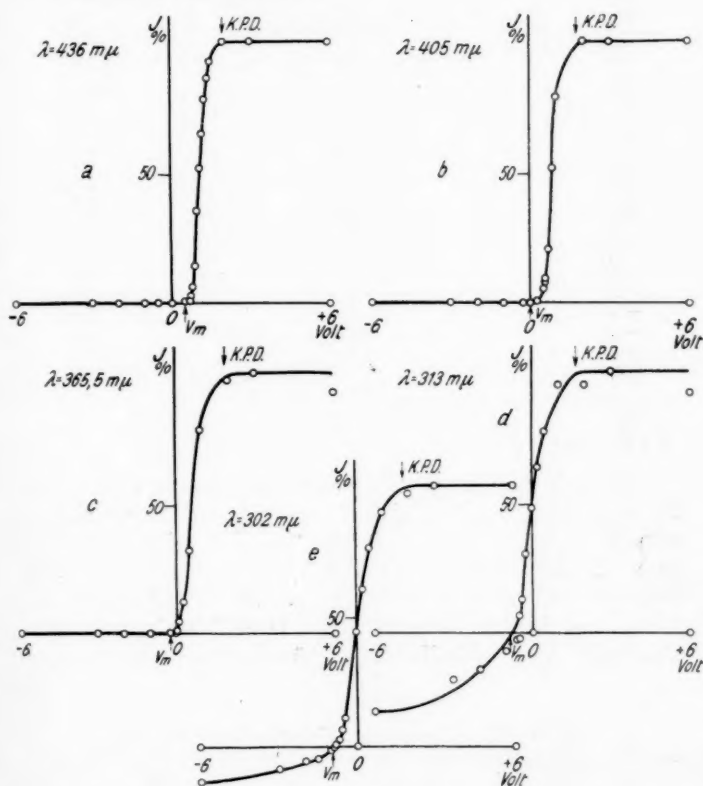


Fig. 9

Sämtliche Messungen am gashaltigen Kalium zeigen bei einem Vergleich der Absolutwerte der emittierten Elektronenmengen ein selektives Empfindlichkeitsgebiet mit einem Maximum bei  $\lambda = 436 \text{ m}\mu$ , wie es die Betrachtungen im einleitenden Abschnitt erwarten lassen.

Tabelle 4

Nadelspannung: 10 Volt; Lampe: 2,60 Amp. 83 Volt

Netz- spannung Volt	$\lambda = 436 \text{ m}\mu$	$\lambda = 436 \text{ m}\mu$	$\lambda = 436 \text{ m}\mu$	$\lambda = 436 \text{ m}\mu$
	$J$	$J$	$J$	$J$
	1. Tag	2. Tag	4. Tag	5. Tag
	%	%	%	%
+6,0	100,0	100,0	100,0	100,0
+4,0	100,0	—	—	—
+3,0	—	100,0	100,0	100,0
+2,0	96,0	—	—	100,0
+1,0	92,0	93,0	68,0	89,0
+0,5	82,0	73,0	41,6	50,0
+0,25	62,0	52,0	28,5	33,0
0	39,0	32,0	12,3	22,0
-0,25	16,0	13,0	4,2	4,5
-0,5	1,8	1,0	—	0,9
-1,0	-2,6	-3,0	0,1	—
-2,0	-6,0	—	—	—
-3,0	—	-13,0	-0,05	—
-4,0	-13,0	—	0	0,0
-6,0	-16,0	-22,0	-0,2	0,0
Gemessener Wert der K.P.D. }	0,5	0,75	1,6	1,5

Es mag noch hervorgehoben werden, daß die angegebene Meßmethode keinen Vergleich der normalen mit der selektiven Geschwindigkeitsverteilung liefert. Das hat seinen Grund in der technischen Unmöglichkeit, dem Kaliumtropfen eine ebene und spiegelnde Oberfläche zu geben. Der Einfallswinkel des Lichtes ist infolge der kristallinen Oberflächenbeschaffenheit stets unbestimmt. Die Messungen können daher nur Aussagen

Tabelle 5

 $V_m$  bzw.  $v_m$  bedeuten die Höchstgeschwindigkeiten

$\lambda$ $\text{m}\mu$	$V_m$		$v_m$	
	beobachtet Volt	berechnet Volt	beobachtet $\text{cm sec}^{-1}$	berechnet $\text{cm sec}^{-1}$
436	1,5	1,6	$0,73 \cdot 10^9$	$0,75 \cdot 10^9$
405	1,8	1,8	0,79	0,79
365,5	2,3	2,2	0,89	0,88
313	2,7	2,7	0,97	0,97
302	2,8	2,9	0,99	1,01
280	3,0	3,2	1,05	1,12



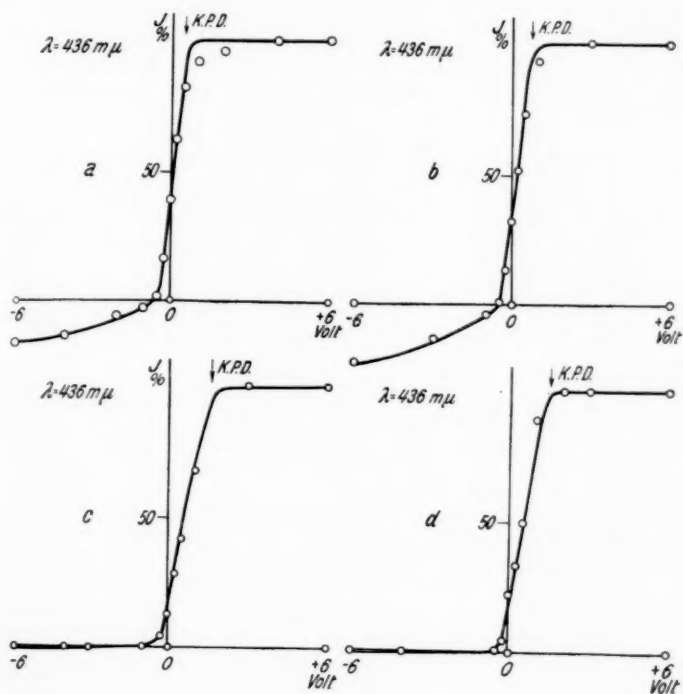


Fig. 10

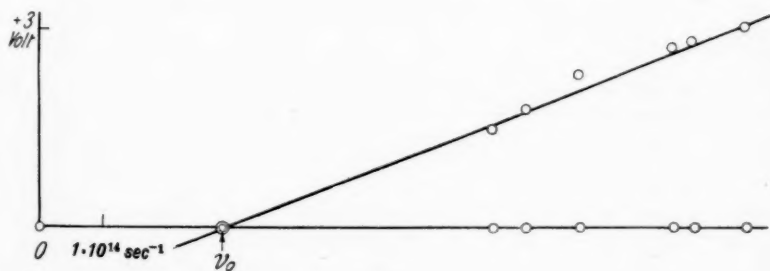


Fig. 11

über die Größe der Höchstgeschwindigkeit machen. Sie ergeben, daß beim selektiven Effekt keine größere Höchstgeschwindigkeit auftritt, als die für den normalen Effekt als gültig erkannte Einsteinsche Gleichung erwarten läßt.

#### Zusammenfassung

1. Es wird gezeigt, daß im selektiven Empfindlichkeitsbereich des Kaliums die Höchstgeschwindigkeit der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen der Einsteinschen Gleichung entsprechende Werte annimmt.

2. Es wird eine Vorrichtung beschrieben, die durch Metallverdampfung im Hochvakuum gasfreie Elektroden herzustellen gestattet.

Dem Direktor des Physikalischen Institutes, Hrn. Prof. Dr. H. Dember, bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und das fördernde Interesse, das er ihr stets zuteil werden ließ, zu Dank verpflichtet.

Dresden, Physikal. Institut der Sächsischen Technischen Hochschule, November 1928.

---

#### Literaturverzeichnis

- 1) R. Döpel, Über den selektiven Photoeffekt am Strontium. Ztschr. f. Phys. 33. S. 237. 1925.
- 2) R. Fleischer u. H. Dember, Über die lichtelektrische Elektronenemission und das optische Reflexionsvermögen des Kaliums in Abhängigkeit vom Gasgehalt des Metalles. Ztschr. f. techn. Phys. 3. S. 133. 1926.
- 3) R. Fleischer, Über die lichtelektrische Elektronenemission und das optische Absorptionsvermögen des Kaliums in Abhängigkeit vom Gasgehalt des Metalles. Ann. d. Phys. 82. S. 75. 1927.
- 4) R. Fleischer, Der Einfluß des Sauerstoffs auf das optische Absorptionsvermögen und die lichtelektrische Elektronenemission des Kaliums. Ann. d. Phys. 82. S. 243. 1927.
- 5) G. Wiedmann, Über die Entwicklung der normalen und selektiven Lichtelektrizität seit 1914. Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 19. S. 112. 1922.
- 6) J. Elster u. E. Geitel, Über den Einfluß des Polarisationszustandes des erregenden Lichtes auf die Elektronenemission an Alkalimetallflächen. Phys. Ztschr. 10. S. 457. 1909.

7) C. Ramsauer, Eine direkte magnetische Methode zur Bestimmung der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung. *Ann. d. Phys.* 45. S. 961. 1914.

8) F. Wolf, Über die Elektronengeschwindigkeiten beim normalen und selektiven lichtelektrischen Effekt. *Ann. d. Phys.* 83. S. 1001. 1927.

9) O. Klemperer, Über die lichtelektrische Geschwindigkeitsverteilung. *Ztschr. f. Phys.* 16. S. 298. 1923.

10) P. Lenard, Über die lichtelektrische Wirkung. *Ann. d. Phys.* 8. S. 149. 1902.

11) R. A. Millikan, Quantenbeziehungen beim photoelektrischen Effekt. *Phys. Ztschr.* 17. S. 217. 1916.

12) H. E. Ives, Velocities of emission of photoelectrons in the normal and selective photo-electric effects. *Phys. Rev.* 21. S. 713. 1923.

13) J. Elster u. H. Geitel, Über die Abhängigkeit der durch das Licht bewirkten Elektrizitätszerstreuung von der Natur der belichteten Oberfläche. *Wied. Ann.* 43. S. 225. 1891.

14) H. Simon, Wien-Harms, *Handbuch d. Experimentalphysik* XIII, 2 Herstellung der Glühelktroden S. 285ff.

15) H. Klumb, Über den Einfluß der Gasbeladung auf die lichtelektrische Empfindlichkeit der Metalle. *Ztschr. f. Phys.* 47. S. 652. 1928.

16) A. Becker, Die lichtelektrische Gesamtstrahlung fester Körper. *Ann. d. Phys.* 78. S. 83. 1925.

17) R. Vieweg, Über Kontaktpotentialdifferenzen zwischen im Vakuum glühenden Metallen. *Ann. d. Phys.* 74. S. 146. 1924.

18) J. Kluge, Einfluß des Gasgehaltes auf die Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen bei Platin, Aluminium und Palladium. *Ann. d. Phys.* 82. S. 432. 1927.

19) W. Bennewitz, Die Variation der Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen beim Entgasungs- und Gasbeladungsprozeß am Palladium und Platin. *Ann. d. Phys.* 83. S. 913. 1927.

20) P. Werkmeister, Ermittlung der plausibelsten Geraden einer fehlerzeigenden Punktreihe. *Ztschr. f. angew. Mathem. und Mech.* 1. S. 491. 1921.

(Eingegangen 15. März 1929)

***Bemerkungen zu einer Arbeit von Joh. Kleiber:  
Vom Leuchten des Atoms<sup>1)</sup>***

***Von D. G. Bourgin und E. E. Libman***

Im Oktoberheft der Annalen erschien eine Theorie des Atoms von Hrn. Joh. Kleiber.<sup>1)</sup> Die Bedeutung dieses Versuches, das Atom der klassischen Basis näher zu bringen, scheint den Verfassern durch folgende Einwände erheblich vermindert zu werden.

1. Hr. Kleiber stimmt mit Bohr überein in der Forderung, daß verschiedene stationäre Bahnen existieren, dagegen zieht er nicht die Übergänge zwischen ihnen in Betracht. Da der Wechsel eines Elektrons von einer Bahn auf eine andere eine Energieänderung des Atoms und infolgedessen Strahlung bedeutet, kann man solche Übergänge nicht außer Betracht lassen, während jeder Versuch, sie zu erklären, auf genau die gleichen in der Bohrschen Theorie liegenden Schwierigkeiten stößt, die Hr. Kleiber in der Vorrede seiner Abhandlung kritisiert.

2. Hr. Kleiber geht anscheinend unter der Annahme vor, daß die Amplituden der Oszillationen immer dieselben sind. Indessen, wenn man die Theorie nicht noch weiterhin künstlich überlasten will, so bedingen seine Postulate keine Einschränkung, ausgenommen vielleicht im Hinblick auf einen Maximalwert. Hiernach dürfte die Energie kontinuierlich ausgestrahlt und (eine mikroskopische Reversibilität zugegeben!) auch kontinuierlich absorbiert werden. Ohne weitere adhoc-Annahme würde dieses Modell vermutlich nicht im Gleichgewicht sein mit der Strahlung des schwarzen Körpers.

3. Das typische Beispiel, das Hr. Kleiber gibt, ist das Wasserstoffatom. Das ist natürlich das Zweikörperproblem.

---

1) Ann. d. Phys. [4] 87. S. 461. 1928.

Nimmt man den Kern als Bezugspunkt, so beschreibt das Elektron eine Ellipse um ihn herum. Diese Ellipse ist völlig festgelegt, wenn man die Anfangsbedingungen irgendwie ansetzt. Tritt eine momentane Störung ein (z. B. die in der Abhandlung betrachtete Kollision mit einem Elektron), so konstituiert die darauffolgende Lage und Geschwindigkeit einen neuen Ansatz der Anfangsbedingungen, und die neue Bewegung ist mit Notwendigkeit im allgemeinen eine andere Ellipse. Daher ist klar, daß keine Schwingung eintreten kann von der Art, wie Hr. Kleiber annimmt. Angenommen, die neue gestörte Ellipse sei instabil, so besagt die zu erwartende asymptotische Rückkehr zur „stationären“ Bahn, daß die einzigen Frequenzen, die auftreten, nahe bei derjenigen der stabilen Bahn liegen.

4. Wenn man endlich dem Widerspruch mit der klassischen Mechanik zum Trotz eine kleine Oszillation um die stationäre Bahn annimmt, so läßt eine einfache Rechnung übersehen, daß die Frequenz dieser Schwingung nicht die von Hrn. Kleiber erhaltene sein kann. Sei  $r$  der Radiusvektor des Elektrons, wobei der Kern der Koordinatenanfang sei und als ruhend angenommen werde.  $\Theta$  sei der Winkel zwischen  $r$  und irgendeiner in der Bahnebene fixierten Geraden. Die Bewegungsgleichungen des Elektrons sind dann:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left( \frac{d\Theta}{dt} \right)^2 + \frac{e^2}{m r^2} = 0,$$

wo  $e$  Ladung und  $m$  Masse des Elektrons bedeutet, und

$$(1) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\Theta}{dt} \right) = 0 \quad r^2 \frac{d\Theta}{dt} = k \quad r^2 \left( \frac{d\Theta}{dt} \right)^2 = \frac{k^2}{r^2},$$

worin  $k$  Integrationskonstante ist.

$$(2) \quad \frac{d^2 r}{dt^2} - \frac{k^2}{r^3} + \frac{e^2}{m r^2} = 0.$$

Nimmt man mit Hrn. Kleiber an, daß der stationäre Zustand ein Kreis vom Radius  $R$  ist, und postuliert eine kleine Schwingung um ihn, so haben wir  $r = R + x$ , wo  $x$  klein ist gegen  $R$ . Dann wird Gleichung (2):

$$(3) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{3 k^2 m - 2 e^2 R}{m R^4} x = \frac{k^2 m - e^2 R}{m R^3}.$$

Diese Gleichung muß für den stationären Zustand erfüllt sein, wenn  $x = \text{konst} = 0$  ist, woraus

$$(4) \quad h^2 = \frac{e^2 R}{m}$$

und (3) wird dann

$$(5) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{e^2}{m R^3} x = 0.$$

Das ist eine einfach harmonische Schwingung um den stationären Zustand von der Frequenz  $\nu$ , proportional der dreihalbten Potenz von  $R$  anstatt dem Reziproken von  $R$ , wie Hr. Kleiber fand. Hieraus können die Wasserstoffserien im allgemeinen nicht als Schwebungsfrequenzen zwischen den  $\nu$  erhalten werden.

University of Illinois, 10. Januar 1929.

(Eingegangen am 27. Januar 1929.)

**Über die zeitliche Änderung  
der Oberflächenspannung bei Lösungen  
einiger einwertiger Chloride**

**Von Ernst Otto Seitz**

(Mit 2 Figuren)

(Aus dem radiologischen Institut der Universität Heidelberg)

Sind in einer Flüssigkeit (oder Salzlösung) neben einfachen, nichtkomplexen Molekülen auch solche Moleküle (oder Ionen) vorhanden, die durch Polymerisation (oder Anlagerung von Lösungsmittelmolekülen) komplex sind, so beobachtet man eine zeitliche Änderung der Oberflächenspannung.<sup>1)</sup> Bei ganz frischer Oberfläche nämlich befinden sich diese komplexen Moleküle in derselben Konzentration in der Oberflächenschicht, wie im Innern der Flüssigkeit (oder Lösung). Da sie größeren Molekularkräften unterliegen als die einfachen Moleküle, werden sie ins Innere abwandern, die Oberflächenspannung wird daher sinken.

Hr. E. Kleinmann<sup>2)</sup> untersuchte im Jahre 1926 NaCl-Lösungen verschiedener Konzentration bei verschiedenen Temperaturen in Hinsicht auf die zeitliche Änderung der Oberflächenspannung. Das Material soll in vorliegender Arbeit erweitert werden, indem KCl, LiCl und HCl untersucht werden.

I. Das *Versuchsgerät* ist im wesentlichen das von den Herren R. Hiss<sup>3)</sup>, Ferd. Schmidt u. H. Steyer<sup>4)</sup> und E. Klein-

1) P. Lenard, Probleme komplexer Moleküle. Heidelberg, C. Winter 1914.

2) E. Kleinmann, Über die zeitliche Ausbildung der Oberflächenspannung von Kochsalzlösungen. Ann. d. Phys. 80. S. 245—260. 1926.

3) R. Hiss, Diss. Heidelberg, 1913.

4) Ferd. Schmidt u. H. Steyer, Neue Untersuchungen über die zeitliche Änderung der Spannung reiner Wasseroberflächen. Ann. d. Phys. 79. S. 442—464. 1926.

mann<sup>1)</sup> benutzte. Das *Meßverfahren* ist das von Hrn. Kleinmann zu möglichster Einfachheit ausgebildete.

Die Oberflächenspannung wird gemessen durch die Steighöhe in einer Kapillaren. Ein Steigrohr hat oben eine kreisrunde kapillare Öffnung. Es taucht in die zu untersuchende Flüssigkeit im Vorratsgefäß. Dieses kann mittels eines vertikalen Mikrometerschlittens gehoben oder gesenkt werden, und dadurch beliebige Steighöhe eingestellt werden. Ein kräftiger Luftstrom, der während der Meßreihen konstant gehalten wird, saugt die Flüssigkeit hoch und erzeugt (durch Zerstäuberwirkung) eine ganz frische Oberfläche. Ein Helmholtzsches Pendel betätigt auf seinem Weg zwei Kontakte. Kontakt I stellt durch eine elektromagnetisch betätigte Fallklappe den Luftstrom ab. Das Unterbrechen des weiteren Kontaktes II bewirkt Beleuchtung der kapillaren Öffnung des Steigrohres mittels Funkenlicht. Kontakt II kann auf einem Mikrometerschlitten gegen I bewegt werden. Das Funkenbild wird durch ein Horizontalmikroskop beobachtet.

Geht man von sehr großer Steighöhe aus, bei der ein Wirken der Oberflächenspannung nicht angenommen werden kann, verringert die Steighöhe stufenweise, so tritt ebenso stufenweise verspätet der Augenblick ein, in dem das Funkenbild im Mikroskop gerade eben nicht mehr sichtbar ist, d. h. in dem der Meniskus an der Kapillaren abgerissen ist. Geht man herunter bis zur statischen Steighöhe, so müßte diese Abreißzeit linear anwachsen, wenn nicht eine zeitliche Ausbildung der Oberflächenspannung vorhanden wäre. Diese zeigt sich an durch ein Abbiegen von der Geraden. Die Abszissendifferenz eines Ordinatenpunktes ( $\alpha$  mg/mm Ordinate, Abreißzeit Abszisse) von der extrapolierten Geraden, die durch Punkte bei sehr großen Steighöhen gewonnen wird, gibt unmittelbar die Zeit an, welche die Flüssigkeit unter dem Einfluß der Oberflächenspannung hängen geblieben ist.

Die schon von Hrn. Kleinmann durchgeführte Korrektur (Einfluß der Geschwindigkeit des Luftstromes, Einfluß von Strom und Spannung im Haltemagneten der Luftklappe) wurde berücksichtigt. Eine weitere Verfeinerung der schon sehr weit ausgebildeten Methode ließ sich nicht finden.

1) E. Kleinmann, a. a. O.



Durch Mittelwertbildung über viele Versuche oder Häufung zickzackförmig aufgenommener Punkte eines Versuches ließ sich der Wert der Abklingdauer  $\tau$  auf wenige Hunderteile genau bestimmen.

Wichtig für die Sicherung des Anfangswertes der Spannung frisch gebildeter Oberfläche war der einzige möglich gefundene technische Fortschritt, bestehend in einer wesentlichen Verkürzung der Einschlüpfzeit. Das ist die Zeit, welche die hochgesaugte und dem Zerstäuben ausgesetzte Flüssigkeitskuppe braucht, um bis zur Abreibsstelle einzuschlüpfen. Sie kann dadurch vermindert werden, daß man 1. die kapillare Öffnung möglichst schneidenförmig begrenzt, also den Einschlüpfweg verringert, oder 2. indem man die Fläche, auf der die Flüssigkeitskuppe aufsitzt, möglichst schmal macht, also die einschlüpfende Flüssigkeitsmenge vermindert.

Am besten bewährte sich ein Steigrohr mit kegelförmigem Ende, das bei schmaler Fläche einen fast schneidenförmig begrenzten kapillaren Kanal lieferte (Fig. 1).

Der statische Wert der Oberflächenspannung ist bei reinem Wasser nach etwa 0,01 Sek. erreicht. Hr. E. Kleinmann extrapolierte von seiner beobachteten Abreibzeit um  $5 \cdot 10^{-3}$  Sek. rückwärts, um den „wahren Anfangswert“ der Oberflächenspannung zu erfassen.<sup>1)</sup> Bei dem hier im folgenden ausschließlich verwendeten Rohr ist nur eine Rückwärtsextrapolation um  $2,8 \cdot 10^{-3}$  Sek. notwendig, um zu denselben Anfangswerten zu gelangen, wie Hr. Kleinmann. Dieses Ergebnis bestätigt Hrn. Kleinmanns Extrapolation, insofern als bei dem hier benutzten Rohr (vgl. Fig. 1) wohl eine auf etwa die Hälfte verkürzte Einschlüpfzeit erwartet werden kann. Ganz auf Null wird sich die Einschlüpfzeit nicht bringen lassen, weil notwendigerweise ein gewisser Teil der Flüssigkeit während des Zerstäubens über die Rohröffnung herausragen muß.

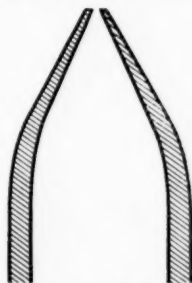


Abbildung des Steigrohrs  
Durchmesser der Öffnung  
 $d = 0,595 \text{ mm}$

Fig. 1

1) E. Kleinmann, a. a. O. S. 255.

II. Die untersuchten Lösungen scheiden sich scharf in zwei Gruppen:

Die (nichtflüchtigen) Salze KCl, NaCl und LiCl bewirken mit wachsender Konzentration ein lineares Anwachsen des statischen Wertes der Oberflächenspannung (bei konstanter Temperatur betrachtet).

Das (flüchtige) HCl dagegen bewirkt mit steigender Konzentration ein lineares Abfallen des statischen Wertes von  $\alpha$ .

Das ist schon gut beobachtet von Hrn. Quincke<sup>1)</sup> und in Übereinstimmung mit den Vorstellungen von Hrn. Lenard.<sup>2)</sup> Es sei hier gleich bemerkt, daß der gefundene Anfangswert der Oberflächenspannung jedoch in beiden Fällen größer ist als der gefundene Endwert. Die Temperaturabhängigkeit ist gleichfalls in beiden Fällen dieselbe; es ist  $\frac{d\alpha}{\alpha} = -0,015$  pro Grad Celsius.<sup>3)</sup>

Die Abklingungskurven sind Exponentialkurven. Sie werden, wenn man  $\alpha$  logarithmisch nach der Zeit aufträgt, geradlinig. (Vgl. Fig. 4 bei Hrn. Kleinmann.<sup>4)</sup> Die allgemeine Beziehung lautet:

$$\delta\alpha = \Delta\alpha \cdot e^{-a \cdot t} \text{ oder } \ln \delta\alpha = \ln \Delta\alpha - a \cdot t,$$

wobei  $\delta\alpha$  der Überschuß über den statischen Wert zu beliebiger Zeit ist,  $\Delta\alpha$  der Überschuß zur Zeit  $t = 0$ .  $\tau = \frac{1}{a}$  ist die Zeit in der  $\delta\alpha$  auf den  $e$ -ten Teil sinkt (Abklingungsdauer).

Es wurden untersucht die Konzentrationen 0,25-norm., 1-norm. und 3-norm. für die Salze; bei LiCl außerdem noch 7-norm. Bei HCl waren die Konzentrationen: 1-norm., 3-norm. und 7-norm. Die Untersuchungen wurden bei 5°, 10°, 15°, 20°, 28° und 35° C durchgeführt. Versuchsraum, Blaseluft und Flüssigkeit hatten jeweils übereinstimmende Temperatur. Die Resultate sind in Tab. 1 zusammengefaßt.

Nach dieser Tabelle lassen sich die Kurven leicht (logarithmisch) auftragen und ergeben ein klares Bild.

1) G. Quincke, Ann. d. Phys. u. Chem. 160 (1877).

2) P. Lenard, a. a. O. 3. S. 20 u. 24.

3) Vgl. Landolt-Börnstein, Tabellen. 5. Aufl.

4) E. Kleinmann, a. a. O. S. 253.

Tabelle I

Beobachteter ( $\Delta\sigma$ ) und extrapolierter ( $\Delta\bar{\sigma}$ ) Überschuß des Anfangswertes der Oberflächenspannung über den statischen Endwert (in mg/mm) und Abklingungsdauer  $\tau$  (in der Tabelle  $\tau \cdot 10^3$  Sek.) in Abhängigkeit von Temperatur, Konzentration der Lösung und gelöster Substanz

Konzentration Gramm-moleküle pro Liter	Lösung	5°			10°			15°			20°			28°			35°		
		$\Delta\sigma$	$\Delta\bar{\sigma}$	$\tau$	$\Delta\sigma$	$\Delta\bar{\sigma}$	$\tau$	$\Delta\sigma$	$\Delta\bar{\sigma}$	$\tau$	$\Delta\sigma$	$\Delta\bar{\sigma}$	$\tau$	$\Delta\sigma$	$\Delta\bar{\sigma}$	$\tau$	$\Delta\sigma$	$\Delta\bar{\sigma}$	$\tau$
0-norm.	reines Wasser	0,9	2,2	3,7	1,8	4,0	3,3	2,6	6,7	2,9	3,1	9,5	2,5	2,5	9,9	2,0	1,8	11	1,5
0,25 norm.	KCl	1,2	2,3	4,4	1,7	3,3	4,0	2,5	5,4	3,4	3,3	8,0	3,0	3,0	9,1	2,3			
	NaCl							3,2	7,9	3,1	3,2	7,9	3,1	3,1	8,8	2,7			
	LiCl	1,3	2,3	4,7	1,7	3,2	4,1	2,6	5,2	3,9	3,2	7,8	3,3	3,1	8,8	2,7			
1-norm.	HCl				1,8	4,0	3,3	2,6	6,7	2,9	3,1	8,8	2,6	2,4	6,7	2,3	1,8	7,0	1,7
	KCl	1,1	1,9	4,8	1,8	2,9	4,4	2,5	4,8	3,8	3,2	7,0	3,3	3,0	8,0	2,7	2,6	9,0	2,1
	NaCl				1,7	2,8	4,7			8,2	6,8	3,7							
	LiCl	1,1	1,8	5,7	1,6	2,7	5,0	2,5	4,5	4,4	3,3	6,6	3,9	3,1	7,6	3,0	2,9	8,3	2,2
3-norm.	HCl				2,0	3,9	3,3	2,5	5,5	3,0	3,1	6,3	2,7	2,4	6,7	2,3	1,7	6,9	1,9
	KCl	1,2	2,7	3,7	1,6	2,5	4,5	2,4	4,0	4,2	3,1	5,5	3,7	3,0	7,0	2,8	2,7	7,7	2,2
	NaCl	1,0	1,8	5,2	1,5	2,1	5,9			3,1	5,1	4,8					2,9	6,9	2,9
	LiCl	1,0	1,4	8,2	1,4	2,0	6,8	2,2	3,5	6,2	3,1	4,7	5,5	3,1	6,0	4,4	3,0	6,0	3,3
7-norm.	HCl	1,2	2,4	4,0	1,9	5,7	3,5	2,4	5,1	3,1	3,0	7,1	2,8	2,2	6,0	2,4	1,5	5,5	2,0
	LiCl				0,8	1,0	12				1,9	2,4	9,0						

III. 1. Für konstante Temperatur ist bei den nichtflüchtigen Salzen KCl, NaCl und LiCl das Verhältnis der *Abklingdauer*  $\tau$  der Lösung zu der des reinen Wassers  $\tau_0$  (bei jeder Temperatur), in Übereinstimmung mit dem Befund von Hrn. Kleinmann, zusammenfallend mit den Werten des „Kohlrauschschen Dissoziationsgrades“. Dieser ist gleich dem Produkt aus wirklichem Dissoziationsgrad  $D$  mal der Summe der Ionenbeweglichkeiten ( $u + v$ ). Wenn mit zunehmender Konzentration nicht das  $D$  abnimmt, sondern die Summe  $u + v$ , so ist ein Zusammenhang mit der Ionenbeweglichkeit ersichtlich.

Tabelle 2

Vergleich der  $\tau_0/\tau$  mit dem „Kohlrauschschen Dissoziationsgrad“

Lösung	Konz. in Gr. Mol.	$\frac{\tau_0}{\tau} \cdot 10^3$							$\frac{A}{A_\infty} \cdot 10^3$
		5°	10°	15°	20°	25°	35°	Mittel	
KCl	0,25	84	82	85	83	87		84	82
	1	78	80	76	83	[87]		79	76
	3	68	73	69	68	71	69	70	68
NaCl	0,25				81			81	80
	1		70		67			69	68
	3		56		52		52	53	51
LiCl	0,25	79	80	85	83	87		83	78
	1	65	68	66	64	67	68	66	64
	3	47	49	47	45	45	45	46	45
	7		28		28			28	28

Für HCl trifft obige Beziehung aber nicht zu. Hier fällt  $\tau$  nahezu mit  $\tau_0$  für reines Wasser zusammen.

2. Trägt man die *Scheitelwerte*  $\Delta a$  und  $\Delta \bar{a}$  graphisch auf in Abhängigkeit von der Temperatur, so erhält man Kurven, die ganz den Verlauf zeigen, wie Fig. 8 bei Hrn. Kleinmann.<sup>1)</sup>

Für  $\Delta \bar{a}$  ergibt sich noch folgende Beziehung: Es ist  $\Delta \bar{a} \cdot \tau$  unabhängig vom gelösten Stoff und dessen Konzentration (auch für reines Wasser und HCl) für jede Temperatur eine Konstante. Das heißt aber, daß auch  $\Delta \bar{a}$  in derselben

1) E. Kleinmann, a. a. O. S. 258.

einfachen Beziehung zum „Kohlrauschschen Dissoziationsgrad“ steht wie  $\tau$ .

Tabelle 3

$\Delta \bar{\alpha} \cdot \tau \cdot 10^3$  als Funktion der Temperatur

Temp. °C	reines Wasser	HCl			KCl			NaCl			LiCl			Mittel
		1-n.	3-n.	7-n.	1/4-n.	1-n.	3-n.	1/4-n.	1-n.	3-n.	1/4-n.	1-n.	3-n.	
5	8		10	10	10	9	9				11	10	11	10
10	13	13	13	14	13	13	11		13	12	13	13	14	13
15	19	19	19	18	18	18	17				20	20	22	19
20	24	23	19	22	24	23	20	24	25	24	26	26	26	24
25	20	18	18	17	21	22	20				24	23	26	22
35	16	16	14	12		19	17			20		18	20	17

	$\vartheta$ °	$\Delta \bar{\alpha} \cdot \tau \cdot 10^3$
7-n. LiCl	10	12
	20	22

3. Die Abklingungsdauer  $\tau$  nimmt mit wachsender Temperatur ab (für konstante Konzentration betrachtet). In Fig. 2

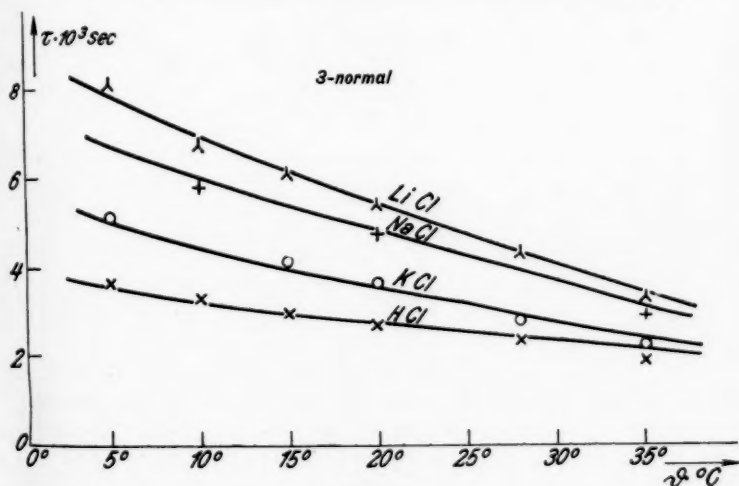


Fig. 2

ist für 3-norm. Lösungen  $\tau$  in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Die Kurve für reines Wasser fällt nahe mit der HCl-Kurve zusammen und ist deshalb nicht mitgezeichnet. Sie verläuft jedoch etwas steiler.

Aus diesen Kurven berechnet sich ein Temperaturkoeffizient der Abklingungsdauer, den wir in Tab. 4 dem Temperaturkoeffizienten der inneren Reibung und der Ionenbeweglichkeit gegenüberstellen.

Tabelle 4

Vergleich des Temperaturkoeff. der Abklingungsdauer  $\left(\frac{d\tau}{\tau}\right)_{20^\circ}$  pro Grad  
mit dem Temperaturkoeffizienten der inn. Reibung  $\left(\frac{d\eta}{\eta}\right)_{20^\circ}$  pro Grad  
und mit dem Temperaturkoeff. d. Ionenbeweglichkeit  $\left(\frac{dl_k}{l_k}\right)_{20^\circ}$  pro Grad  
des Kations

Lösung	$-\frac{d\tau}{\tau}$	$-\frac{d\eta}{\eta}$ 1)	$\frac{dl_k}{l_k}$ 2)
HCl . . . . .	0,017	0,020	0,015
KCl . . . . .	0,022	0,017	0,022
NaCl . . . . .	0,024	0,023	0,024
LiCl . . . . .	0,027	0,020	0,026
Aqu. dest. . . .	0,024	0,026	—

Der Temperaturkoeffizient der inneren Reibung fällt nahe mit dem der Ionenbeweglichkeit zusammen<sup>3)</sup>, zeigt aber doch, auch wenn man berücksichtigt, daß er aus dem Zahlenmaterial der Tabelle von Landolt-Börnstein nur angenähert zu berechnen war, deutliche Abweichung vom Temperaturkoeffizienten der Abklingdauer, welcher aber mit dem der Ionenbeweglichkeit aufs beste übereinstimmt. Es zeigt sich auch hier deutlich ein Zusammenhang der Abklingungsdauer mit der Ionenbeweglichkeit.

Nach den Untersuchungen von Hrn. Lenard über die Wanderungsgeschwindigkeit kraftgetriebener Partikel<sup>4)</sup> beträgt

1) Berechnet nach Werten aus Landolt-Börnstein.

2) Nach F. Kohlrausch, Temperatureinfluß auf das Leitvermögen usw. Berliner Berichte 1901. S. 1031.

3) Vgl. dazu P. Lenard, Wanderungsgeschw. Ann. d. Phys. 61. S. 730. 1920.

4) P. Lenard, Wanderungsgeschw. Ann. d. Phys. 61. S. 725. 1920.

die Anzahl der angelagerten Wassermoleküle bzw. der Ionenradius:

Ion	Zahl der H <sub>2</sub> O-Moleküle	Ionenradius in 10 <sup>-8</sup> cm
H <sup>+</sup> . . . .	1,4	0,9
K <sup>+</sup> . . . .	7	3,1
Na <sup>+</sup> . . . .	12	4,2
Li <sup>+</sup> . . . .	19	5,0
Cl <sup>-</sup> . . . .	6	3,2
Zum Vergleich: (Wasser) . .	(2)	(2,4)

Cl<sup>-</sup> ist allen hier betrachteten Lösungen gemeinsam, sein Einfluß fällt also heraus. Um so mehr, wenn man bedenkt, daß gerade die Kationen die oberflächennächste Schicht besetzen, wie man aus den wasserfallelektrischen Untersuchungen von Hrn. P. Lenard<sup>1)</sup>, Aselmann<sup>2)</sup>, W. Busse<sup>3)</sup> und A. Bühl<sup>4)</sup> weiß. Die Abklingungsdauer für konstante Konzentration ordnet sich bei entsprechender Temperatur in der Tat für alle untersuchten Lösungen so, daß von H<sup>+</sup> über K<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup> zu Li<sup>+</sup>  $\tau$  stets wächst. Für H<sup>+</sup> wäre, wenn man den Teilchenradius als maßgebend ansieht, im Vergleich mit reinem Wasser ein wesentlich geringerer Wert der Abklingungsdauer zu erwarten. Die Erscheinung wird aber dadurch kompliziert, daß HCl flüchtig ist. Ferner ist bei reinem Wasser ein Zusammenhang mit der Ausbildung der elektrischen Doppelschicht in der Wasseroberfläche anzunehmen, wie aus der großen, mit der Ausbildungszeit der Doppelschicht übereinstimmenden Abklingungsdauer folgt. Handelte es sich lediglich um das Einwärts- oder Auswärtswandern von Molekülen an der Oberfläche, so müßte man nach den von Hrn. Lenard entwickelten Gleichungen sehr viel kürzere Zeiten finden.

Äußere Gründe veranlassen mich, die Untersuchung hier abzubrechen, und auch die Entwicklung weiterer Schlüsse aus

1) P. Lenard, Wied. Ann. 46. S. 629. 1892.

2) E. Aselmann, Ann. d. Phys. 19. S. 960. 1906.

3) W. Busse, Ann. d. Phys. 76. S. 493. 1926.

4) A. Bühl, Ann. d. Phys. 83. S. 1207. 1927.

dem mitgeteilten Material muß ich für später versprechen. Es kann das vielleicht auch nach Beibringung noch andersartiger Erfahrung, die Oberflächenbeschaffenheit der Elektrolyte betreffend, mit noch mehr Vorteil geschehen als jetzt.

Diese Untersuchung wurde im Physikalischen Institut der Universität Heidelberg ausgeführt. Ich danke auch an dieser Stelle Hrn. Geh. Rat P. Lenard für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für die stete fördernde Anteilnahme. Auch Hrn. Prof. Dr. Ferd. Schmidt sei bestens gedankt.

Heidelberg, den 23. März 1929.

(Eingegangen 25. März 1929)

---



